

# Aufbau eines 2D-Raman-Meßsystems für die Verbrennungsdiagnostik

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
an der Fakultät für Physik  
der Universität Bielefeld

von  
Dirk Struve  
aus Herford

30. Oktober 2001

Die vorliegende Arbeit entstand als Teil des Forschungsprojektes der Volkswagen AG *Mehrdimensionale Laserdiagnostik zur Untersuchung der Gemischbildung und Gemischschichtung im DI-Verbrennungsmotor*. Das Projekt wurde im Rahmen des vom BMBF geförderten Verbundforschungsprojektes *Laserdiagnostische und plasmatechnologische Grundlagen zur Verminderung von Emissionen und Kraftstoffverbrauch von DI-Verbrennungsmotoren* durchgeführt.

# Inhaltsverzeichnis

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| <b>1</b> | <b>Vorwort</b>   | <b>3</b>  |
| <b>2</b> | <b>Theoretische Grundlagen</b>   | <b>5</b>  |
| 2.1      | Flammen . . . . .  | 5         |
| 2.2      | Meßgrößen der Laserdiagnostik . . . . .  | 7         |
| 2.2.1    | Rayleighstreuung . . . . .   | 7         |
| 2.2.2    | Ramanstreuung . . . . .  | 8         |
| 2.2.3    | Laserinduzierte Fluoreszenz . . . . .  | 10        |
| <b>3</b> | <b>Experimenteller Aufbau</b>  | <b>11</b> |
| 3.1      | Charakteristik des Meßsystems . . . . .  | 11        |
| 3.2      | Anforderungen . . . . .  | 11        |
| 3.3      | Prinzip der Wellenlängentrennung . . . . .                                       | 12        |
| 3.4      | Überblick über den experimentellen Aufbau . . . . .                              | 13        |
| 3.5      | Laser . . . . .  | 16        |
| 3.6      | Multipasszelle . . . . .   | 17        |
| 3.7      | Aufbau des 2D-Raman-Meßsystems . . . . .   | 23        |
| 3.8      | Filter . . . . .   | 26        |
| 3.9      | Intensivierte CCD-Kamera . . . . .   | 28        |
| <b>4</b> | <b>Meßprozedur und Auswertung</b>  | <b>29</b> |
| 4.1      | Überblick . . . . .  | 29        |
| 4.2      | Eichen des Meßsystems . . . . .  | 30        |
| 4.3      | Ortskorrektur und Binning . . . . .  | 32        |
| 4.4      | Korrektur des Übersprechens . . . . .  | 36        |
| 4.5      | Wassereichung . . . . .  | 38        |
| 4.6      | Eichung auf Reingase . . . . .   | 39        |
| 4.7      | Einzelschritte der Auswertung, illustriert an einer McKenna-<br>Flamme . . . . . | 40        |

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| <b>5</b> | <b>Ergebnisse</b>                            | <b>44</b> |
| 5.1      | Photoelektronenstatistik . . . . .           | 44        |
| 5.2      | Genauigkeit und Reproduzierbarkeit . . . . . | 47        |
| 5.3      | Homogene Gasgemische . . . . .               | 49        |
| 5.4      | Kaltgaswirbel . . . . .                      | 53        |
| 5.5      | Wasserstoff-Diffusionsflamme . . . . .       | 60        |
| 5.6      | Laminare vorgemischte Flamme . . . . .       | 66        |
| 5.7      | Einfluß von Fluoreszenz . . . . .            | 75        |
| 5.8      | Turbulente Flamme . . . . .                  | 78        |
| <b>6</b> | <b>Zusammenfassung und Ausblick</b>          | <b>86</b> |

# Kapitel 1

## Vorwort

Diese Arbeit handelt von etwas, das den Menschen seit jeher in seiner Geschichte begleitet hat und trotzdem nichts von seiner ursprünglichen Faszination einbüßen mußte: dem Feuer.

Genauer gesagt geht es in dieser Arbeit um die Messung von Verbrennungsvorgängen mit Hilfe von Laserlicht, einem doch eher neuen Kapitel in der tausendjährigen Geschichte der Verbrennung.

Bekanntlich besitzt jede geschichtliche Periode ihre eigenen Vorstellungen darüber, wie die Zukunft aussehen wird. Diese Vorstellungen ergeben sich im allgemeinen aus einer eher naiven Projektion des Vorhandenen entlang der Zeitachse, die im Nachhinein oftmals erheiternd wirkt. So war sich noch vor wenigen hundert Jahren jeder Visionär im klaren darüber, daß der Passagierverkehr über den Atlantik einmal von schnellen und großen Schiffen getragen würde. Die Voraussage des Flugverkehrs wurde nur von Spinnern und Verrückten gewagt.

Vor diesem Hintergrund sollte jeder Autor einer wissenschaftlichen Arbeit Bescheidenheit über die zukünftige Bedeutung seiner Forschungsergebnisse walten lassen.

Die menschliche Technologie besitzt aber auch ein gewisses Beharrungsvermögen im Laufe der Geschichte, so daß man mit Fug und Recht behaupten kann, daß die Verbrennung auch in der näheren Zukunft eine gewichtige Rolle spielen wird. Deshalb ist die Erforschung und Optimierung von Verbrennungsvorgängen ein wichtiger Schritt, um die negativen Folgen der Verbrennung fossiler Brennstoffe zu mindern, oder sie langfristig durch sauberere Methoden zu ersetzen.

In der Verbrennungsforschung haben Lasermeßtechniken in den letzten Jahren große Erfolge erzielt [Grü00], [Al99], [Bro95]. Sie bieten eine Reihe von Vorteilen, die mit herkömmlichen Methoden nicht erreicht werden können. So ist es möglich, Verbrennungsvorgänge zu untersuchen, ohne die ei-

gentliche Verbrennung zu beeinflussen, bisher unzugängliche Meßorte können erreicht werden und die hohe zeitliche Auflösung gestattet die Beobachtung des Ablaufs von Verbrennungsvorgängen selbst in turbulenten Flammen.

Von besonderer Bedeutung ist die Ramanmeßtechnik. Sie gestattet durch die Messung der inelastischen Ramanstreuung die Bestimmung der Konzentrationen diverser Majoritätenspezies ( $N_2$ ,  $O_2$ ,  $H_2O$ ,  $H_2$ , ...) und gestattet somit einen direkten Einblick ins Herz der Verbrennung. Aufgrund der hohen Streuquerschnitte haben sich UV-Laser in diesem Bereich der Forschung etabliert.

Leider besitzt die Ramanstreuung einen entscheidenden Nachteil: Sie ist äußerst intensitätsschwach und somit nur schwer zu detektieren. Die erfolgreichen Verfahren arbeiteten bisher nur mit einer eindimensionalen Ortsauflösung entlang einer Linie.

In dieser Arbeit wird die Ramanmeßtechnik um eine weitere Ortsdimension erweitert. Es wird gezeigt, daß die Ramanmeßtechnik im UV-Bereich auch mit zwei Ortsdimensionen praktikabel ist.

Der theoretische Überblick über die Ramanstreuung in Kapitel 2 ist bewußt kurz gehalten und konzentriert sich auf die für die Praxis wichtigen Punkte.

Der komplexe Aufbau des Meßsystems wird in Kapitel 3 erläutert, woran sich mit Kapitel 4 eine umfangreiche Erklärung der ebenso komplexen Auswertung anschließt.

Kapitel 5 enthält sämtliche relevanten Meßergebnisse, angefangen von der Genauigkeit und Linearität des Systems bis hin zur turbulenten Wasserstoff-Flamme.

Den Abschluß dieser Arbeit bildet Kapitel 6, eine kurze Zusammenfassung und ein Ausblick auf die Zukunft.

# Kapitel 2

## Theoretische Grundlagen

### 2.1 Flammen

Die theoretische Behandlung der Verbrennung ist äußerst komplex und soll hier nicht weiter behandelt werden. Einen guten Überblick gibt z.B. [War].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden ausschließlich Wasserstoff-Flammen untersucht, und zwar sowohl vorgemischte als auch als Diffusionsflammen.

An Meßgrößen kommen nur die Temperatur und die Konzentrationen der einzelnen Majoritätenspezies vor. Daraus läßt sich der Mischungsbruch  $f$  berechnen. Der Mischungsbruch ist ein Maß für die lokale Stöchiometrie einer Flamme. Er hat den Vorteil, daß er vom Ausbrandgrad unabhängig ist. Für  $H_2$ -Luft-Flammen ist er wie folgt definiert:

$$f = \frac{2[H_2] + 2[H_2O]}{2[H_2] + 32[O_2] + 28[N_2] + 18[H_2O]} \quad (2.1)$$

wobei die eckigen Klammern die Konzentrationen der einzelnen Spezies angeben. Für reinen Wasserstoff gilt  $f = 1$  und für reine Luft gilt  $f = 0$ . In der angegebenen Formel sind Radikale und Minoritätenspezies vernachlässigt.

In Tabelle 2.1 sind beispielhaft die Temperaturen und die Zusammensetzung einer  $H_2$ -Luft-Flamme im adiabatischen Gleichgewicht angegeben. Die Werte sind von [Bro95] übernommen und wurden mit einem Computerprogramm [Gor76] berechnet. Diese Berechnungen dienen auch als Grundlage für die theoretischen Kurven in den Abschnitten 5.5 und 5.8.

Die Konzentration von Radikalen liegt in allen Fällen nahe bei 0, so daß Radikale in dieser Arbeit vernachlässigt werden können.

| $f$    | T [K] | O <sub>2</sub> | N <sub>2</sub> | H <sub>2</sub> O | H <sub>2</sub> | OH    | H     | O     |
|--------|-------|----------------|----------------|------------------|----------------|-------|-------|-------|
| 0.01   | 1302  | 0.129          | 0.735          | 0.136            | 0              | 0     | 0     | 0     |
| 0.0285 | 2388  | 0.005          | 0.642          | 0.325            | 0.016          | 0.007 | 0.002 | 0.001 |
| 0.1    | 1602  | 0              | 0.33           | 0.177            | 0.493          | 0     | 0     | 0     |

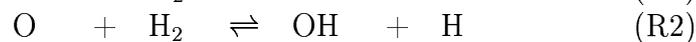
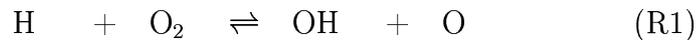
Tabelle 2.1: Temperaturen und Zusammensetzung einer H<sub>2</sub>-Luft-Flamme im adiabatischen Gleichgewicht für ein mageres ( $\lambda = 2.91, f = 0.01$ ), ein stöchiometrisches ( $\lambda = 1, f = 0.0285$ ) und ein fettes ( $\lambda = 0.265, f = 0.1$ ) Gemisch.

Der Reaktionsmechanismus einer H<sub>2</sub>-Luft-Flamme kann vereinfacht mit sieben Elementarreaktionen beschrieben werden [Jan79].

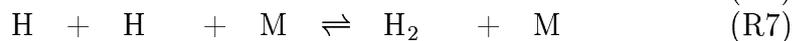
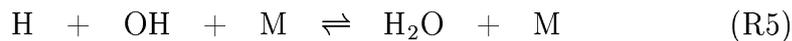
**Ketteneinleitung:**



**Radikalerzeugende Reaktionen:**



**Dreierstoß-Rekombinationsreaktionen:**



wobei M ein beliebiger Stoßpartner ist. Die Reaktion beginnt mit R0, Wasserstoff und Sauerstoff reagieren miteinander und erzeugen OH. Danach werden in einem Zeitraum von etwa  $20\mu\text{s}$  [Mag88] durch die Reaktionen R1 bis R4 neue Radikale gebildet. Die Reaktion findet ihr Ende in den Dreierstoß-Rekombinationsreaktionen R5 bis R7, in denen die Radikale mit Hilfe eines Stoßpartners zu Wasser, Wasserstoff und OH reagieren.

OH besitzt den Nachteil, daß es mit dem in dieser Arbeit verwendeten Laser leicht zu störenden Fluoreszenzen angeregt werden kann, die jedoch durch eine schmalbandige Abstimmung der Laserwellenlänge vermieden werden können.

## 2.2 Meßgrößen der Laserdiagnostik

Das prinzipielle Vorgehen im Bereich der Laserdiagnostik in der Flammenforschung ist sehr einfach. Ein Laser durchstrahlt eine Flamme. Hierbei entstehen Rayleigh- und Ramanstreuung sowie die **Laserinduzierte Fluoreszenz** (LIF). Die Emissionen werden mit spektraler Auflösung gemessen. Daraus lassen sich die Konzentrationen der verschiedenen Spezies und die Temperatur bestimmen.

Die dabei beteiligten physikalischen Effekte sollen hier nur kurz beschrieben werden. Eine ausführliche Behandlung findet sich in vielen Standardlehrbüchern [Lon], [Eck]. Kürzere Zusammenfassungen stehen in vielen Arbeiten, die zuvor in der Arbeitsgruppe entstanden sind, z.B. [Bro95], [Fro97], [Grä98].

### 2.2.1 Rayleighstreuung

Rayleighstreuung ist die elastische Streuung von Licht an Molekülen. Sie ist besonders zur Bestimmung der Temperatur geeignet und zeichnet sich durch hohe Signalintensität und starke Polarisation aus.

Für die Intensität der Rayleighstreuung gilt:

$$I_{Ray} = \sigma_{Ray} n I \quad (2.2)$$

- $I_{Ray}$  : Intensität der Rayleighstrahlung
- $\sigma_{Ray}$  : molekülabhängiger Rayleighstreuquerschnitt
- $n$  : Teilchendichte
- $I$  : Intensität der einfallenden Strahlung

Mit Hilfe des idealen Gasgesetzes

$$n = \frac{p}{kT} \quad (2.3)$$

- $p$  : Druck
- $k$  : Boltzmannkonstante
- $T$  : Temperatur

läßt sich daraus bei bekanntem Druck und bekannter Gaszusammensetzung die Temperatur berechnen. Details zur Temperaturbestimmung finden sich im nächsten Abschnitt, weil die Temperaturen in dieser Arbeit über Ramanstreuung ermittelt wurden.

### 2.2.2 Ramanstreuung

Ramanstreuung ist die inelastische Streuung von Licht an Molekülen. Mit ihrer Hilfe können die Konzentrationen von Majoritätenspezies bestimmt werden. Falls die Rayleighintensität nicht gemessen wird, kann Ramanstreuung auch zur Temperaturmessung benutzt werden. Dieses Verfahren ist allerdings wesentlich ungenauer, weil die Intensität der Ramanstreuung um etwa einen Faktor Tausend unter der von Rayleighstreuung liegt. Ramanstreuung ist aber genau wie Rayleighstreuung stark polarisiert.

Um möglichst hohe Ramanintensitäten zu erhalten, ist es sinnvoll, im UV-Bereich anzuregen, weil Ramanstreuung mit der vierten Potenz der anregenden Strahlung skaliert.

Ramanstreuung tritt auf, wenn sich der energetische Zustand eines Moleküls bei der Kollision mit einem Photon ändert und die Energiedifferenz unmittelbar an das Photon abgegeben wird. Das stoßende Photon kann beim Stoß Energie verlieren (Stokes) oder aufnehmen (Anti-Stokes).

Der Vibrations- und/oder Rotationszustand des beteiligten Moleküls ändert sich durch den Stoß. Es wird daher zwischen Vibrations- und Rotations-Ramanstreuung unterschieden.

In der hier vorliegenden Arbeit wird ausschließlich die Vibrations-Ramanstreuung der Stokesseite betrachtet. Die Intensitäten der Rotation-Ramanstreuung werden vernachlässigt. Das ist durch die Ergebnisse von [Bro95] gerechtfertigt.

Der Streuquerschnitt der Ramanstreuung ist temperaturabhängig, weil die Besetzung der Energieniveaus mit der Temperatur variiert. Als einfache theoretische Näherung für den temperaturabhängigen Streuquerschnitt der Vibrations-Ramanstreuung gilt [Bro95]:

$$\sigma(T) = \frac{\sigma(300\text{K})}{1 - e^{-\frac{hc\omega_e}{kT}}} \quad (2.4)$$

- $\sigma$  : Raman-Streuquerschnitt
- $T$  : Temperatur
- $h$  : Plancksches Wirkungsquantum
- $c$  : Lichtgeschwindigkeit
- $k$  : Boltzmann-Konstante
- $\omega_e$  : Vibrationsquant des Moleküls

Tabelle 2.2 listet die Ramanstreuquerschnitte auf, die mit dem 2D-Ramanmeßsystem ermittelt wurden. Alle Werte sind auf den Streuquerschnitt von  $N_2$  normiert. Die angegebenen Werte sind systemspezifisch und nicht mit

den Theoriewerten vergleichbar, da die Empfindlichkeit des Meßsystems für verschiedene Wellenlängen mit in die Messung eingeht.

Es hat sich herausgestellt, daß bei den Kalibriermessungen mit Wasser ein störender LIF-Untergrund vorhanden war. Dieser Untergrund läßt sich mit polarisationsaufgelösten Messungen ermitteln [Grü95] und wurde in der Tabelle bereits korrigiert. Näheres hierzu findet sich im Abschnitt 4.2.

| Molekül | Verschiebung $\omega$ [ $cm^{-1}$ ] | Querschnitt |
|---------|-------------------------------------|-------------|
| $O_2$   | 1556                                | 1,56        |
| $N_2$   | 2331                                | 1           |
| $H_2O$  | 3657                                | 3.31        |
| $H_2$   | 4160                                | 6.49        |

Tabelle 2.2: Ramanverschiebungen und Querschnitte für das 2D-Raman-System. Die Querschnitte wurden mit dem 2D-Raman-System ermittelt und auf  $N_2$  normiert. Sie sind deshalb meßsystemspezifisch und entsprechen nicht den theoretischen Werten ( $\sigma_{N_2} = 9.5 \times 10^{-31} cm^2/sr$ ) [Eck].

Das 2D-Raman-System detektiert keine Rayleighstrahlung. Deshalb wurden die Temperaturen über Ramanstreuung ermittelt. Aus dem idealen Gasgesetz 2.3 folgt:

$$T = T_0 \frac{n_0}{n} \quad (2.5)$$

wobei der Index 0 die Werte bei Raumtemperatur bezeichnet. Die Intensität der Ramanstreuung mehrerer Spezies errechnet sich aus:

$$I_{Ram} = In \sum_{i=1}^N X_i \sigma_i \quad (2.6)$$

- $I_{Ram}$  : gemessene Ramanintensität
- $I$  : eingestrahlte Laserintensität
- $n$  : Teilchendichte
- $N$  : Anzahl der Spezies
- $X_i$  : Molenbruch der Spezies  $i$
- $\sigma_i$  : Raman-Streuquerschnitt der Spezies  $i$

Auflösen von Gleichung 2.6 nach  $n$  und Einsetzen in 2.5 ergibt:

$$T = T_0 \frac{I_{Ram0} \sum_{i=1}^N X_i \sigma_i}{I_{Ram} \sum_{i=1}^N X_{0i} \sigma_{0i}} \quad (2.7)$$

Hieraus läßt sich in erster Näherung die Temperatur berechnen, wenn die Temperaturabhängigkeit des Ramanquerschnitts vernachlässigt wird.

In dieser Arbeit wurde die Temperaturabhängigkeit berücksichtigt, indem das iterative Verfahren aus [Bro95] angewendet wurde. Dabei wird die Gleichung 2.7 mehrfach durchlaufen, wobei die Ergebnisse eines Durchlaufs (Temperatur und Molenbrüche) als Eingabeparameter für den nächsten Durchlauf dienen. Dieser Algorithmus konvergiert nach [Bro95] sehr schnell zum korrekten Ergebnis.

### 2.2.3 Laserinduzierte Fluoreszenz

**Laserinduzierte Fluoreszenz** (LIF) entsteht, wenn Licht ein Molekül elektronisch anregt. LIF besitzt eine hohe Intensität auf verschiedenen Wellenlängen. Das emittierte Spektrum ist abhängig vom Molekül. LIF ist gut für die Detektion einiger Minoritätenspezies wie NO geeignet, wirkt sich aber auf Ramanmessungen störend aus. Da LIF stark von Stößen zwischen Molekülen beeinflusst wird, ist es für quantitative Messungen schlecht geeignet.

Eine Sonderform von LIF ist LIPF (**L**aser**i**nduzierte **P**rädissoziations**F**luoreszenz). Hierbei wird ein Molekül in einen Zustand angeregt, der zerfallen kann. Die Zerfallszeit des Zustandes ist jedoch wesentlich kleiner als die Zeit zwischen zwei Stößen. LIPF-Signale sind deshalb stoßunabhängig und können zum quantitativen Nachweis von Molekülen genutzt werden [And90].

Bei Untersuchungen von  $H_2$ -Luft-Flammen beeinflussen insbesondere  $O_2$ -LIPF und OH-LIPF die gemessenen Ramanintensitäten.

Um LIF und LIPF zu eliminieren, stehen die folgenden Techniken zur Verfügung:

- Der Laser wird schmalbandig auf eine Wellenlänge justiert, auf der kein LIF angeregt wird [Bro95]. Dieser Ansatz wird in dieser Arbeit praktiziert.
- Ramansignale sind stark polarisiert, LIF ist weitgehend unpolarisiert. Die Messung beider Polarisationsrichtungen ermöglicht es, störende LIF zu eliminieren [Grü95]. Diese Technik ist zur Zeit mit dem 2D-Ramansystem im Einzelschuß noch nicht möglich, kann aber nachgerüstet werden.
- Hochaufgelöste Spektren ermöglichen es, LIF zu identifizieren und Ramansignale entsprechend zu korrigieren [Bro95].

# Kapitel 3

## Experimenteller Aufbau

### 3.1 Charakteristik des Meßsystems

Mit dem hier vorgestellten System ist es möglich, die Ramanstreuung von vier verschiedenen Spezies ( $O_2$ ,  $N_2$ ,  $H_2O$ ,  $H_2$ ) bei einer Anregungswellenlänge von  $248nm$  simultan und orts aufgelöst im Einzelschuß zu detektieren. Daraus können sowohl die Konzentrationen als auch die Temperatur berechnet werden.

Der Ortsbereich besitzt eine Größe von  $4mm \times 4mm \times 300\mu m$ . Die Ortsauflösung beträgt  $300\mu m$ .

### 3.2 Anforderungen

Beim Aufbau dieses Meßsystems mußten insbesondere die folgenden Punkte beachtet werden:

1. Die Ramanstreuung muß spektral- und orts aufgelöst detektiert werden. Deshalb erfolgt die Wellenlängentrennung nicht wie bei gewöhnlichen Spektrographen mit einem Gitter, sondern mit dielektrischen Kantenfiltern.
2. Für eine erfolgreiche Detektion von Ramanstreuung werden große Anregungsintensitäten benötigt. Diese stehen mit den heutzutage erhältlichen UV-Lasern nur bei starker Fokussierung entlang einer Linie zur Verfügung. Das führte zur Konstruktion einer Multipasszelle, mit der ein Laserstrahl mehrfach im Meßvolumen fokussiert werden kann.
3. Die Ramanwellenlängen der zu vermessenden Spezies liegen bis zu  $4nm$  dicht aneinander. Das erfordert eine hohe Trennschärfe, die nur mit

speziell für das System angefertigten Filtern zu erreichen ist.

- Die verschiedenen Spezies müssen aus Kostengründen simultan mit einer Kamera über den gesamten Ortsbereich detektiert werden. Deshalb kommt eine besonders leistungsfähige UV-Optik zum Einsatz, die extra für das System berechnet worden ist.

### 3.3 Prinzip der Wellenlängentrennung

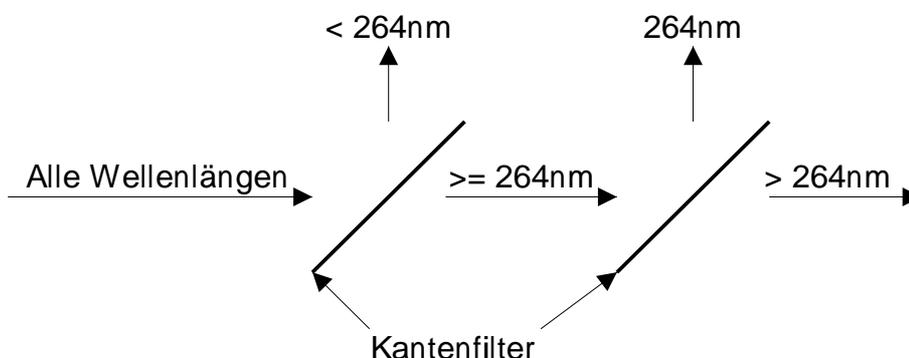


Abbildung 3.1: Prinzip der Wellenlängentrennung am Beispiel von  $N_2$  ( $264nm$ ). Der erste Kantenfilter reflektiert alle Wellenlängen  $< 264nm$  und läßt alle größeren passieren. Der zweite Kantenfilter reflektiert alle Wellenlängen  $\leq 264nm$  und läßt die größeren transmittieren. Somit wird genau die gewünschte Wellenlänge von  $264nm$  reflektiert.

In dem hier vorgestellten Experiment muß eine zweidimensionale Abbildung spektral in verschiedene Ramanwellenlängen aufgelöst werden. Zu diesem Zweck wird eine Kombination aus Kantenfiltern (Langpässe) verwendet. Abbildung 3.1 zeigt am Beispiel von  $N_2$ -Raman, wie einfallendes Licht mit Hilfe von idealen Kantenfiltern in seine spektralen Bestandteile zerlegt wird.

Der erste Kantenfilter reflektiert alle Wellenlängen  $< 264nm$  und läßt alle größeren passieren. Der zweite Kantenfilter reflektiert alle Wellenlängen  $\leq 264nm$  und läßt die größeren passieren. Somit wird genau die gewünschte Wellenlänge von  $264nm$  reflektiert.

Auf diese Weise lassen sich prinzipiell beliebig viele Filter hintereinanderschalten. In der Realität wird dieses Prinzip aber durch die folgenden Punkte begrenzt:

- Das Licht kann nicht über beliebige Entfernungen durch ein solches Filtersystem geschickt werden. Die Divergenz des Lichtes verhindert das.
- Die Filter besitzen nur eine endliche Trennschärfe. Bei Wellenlängen, die so nahe beieinander liegen, wie in diesem Experiment, kommt es zu einem Übersprechen zwischen den verschiedenen Kanälen.
- Die Filter weisen Senken in ihrer Transmissionskurve auf, die zu einem weiteren Übersprechen führen.
- Bei den heute erhältlichen Kantenfiltern hängen Position der Filterkante und Trennschärfe vom Einfallswinkel des Lichtes ab. Das bedeutet, daß die Filterwirkung des Systems vom abgebildeten Ortspunkt abhängt.

### 3.4 Überblick über den experimentellen Aufbau

Das Meßsystem besteht im Kern aus den folgenden Komponenten:

1. Ein UV-Laser dient als Lichtquelle.
2. Eine Multipasszelle reflektiert und fokussiert den Laserstrahl mehrfach durch das Meßvolumen und erzeugt dadurch ein intensitätsstarkes Laserlichtband.
3. Ein System aus trickreich angeordneten Kantenfiltern trennt die verschiedenen Detektionswellenlängen.
4. Eine UV-Optik bildet das Meßvolumen für jede Detektionswellenlänge einzeln auf eine Kamera ab.
5. Eine CCD-Kamera mit Bildverstärker detektiert das Licht.

Abbildung 3.10 zeigt das gesamte Experiment im Überblick. Als Lichtquelle dient ein schmalbandig abgestimmter UV-Laser der Wellenlänge  $248\text{nm}$ . Das Laserprofil wird mit Hilfe einer Spiegelkombination um  $90^\circ$  gekippt. Diese Form des Laserprofils ist notwendig, damit die folgende Multipasszelle korrekt funktioniert. Die Multipasszelle besteht aus einer Kombination aus drei Linsen und zwei Spiegeln. Ihre Aufgabe besteht darin, den Laserstrahl

zu fokussieren und vielfach durch das Meßvolumen zu schicken. Dadurch wird ein intensitätsstarkes zweidimensionales Lichtband aufgebaut.

Das aus dem Meßvolumen emittierte Ramanstreulicht wird mit einem sphärischen Hohlspiegel von  $50\text{mm}$  Durchmesser in das Meßsystem eingestrahlt. Der Abstand des Meßvolumens zum Einkoppelspiegel beträgt  $50\text{mm}$ .

Dort filtert ein Glan-Prisma zuerst die waagerechte Polarisationskomponente heraus. Ein Butylacetatfilter eliminiert das Rayleighstreulicht. Anschließend sorgt ein Filtersystem für die Trennung der einzelnen Ramanwellenlängen, die schließlich über eine speziell berechnete UV-Optik auf eine einzelne intensivierte CCD-Kamera abgebildet werden.

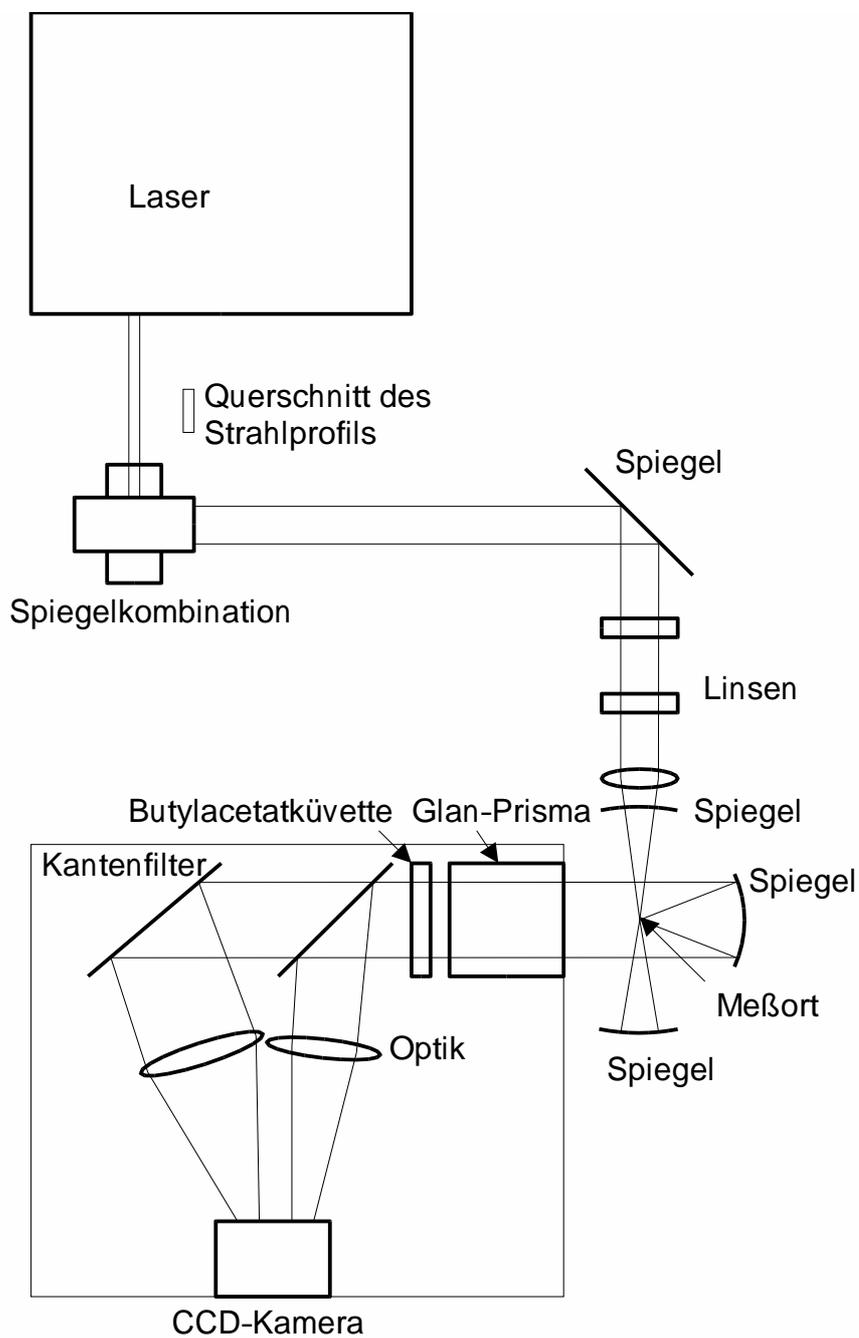


Abbildung 3.2: Experimenteller Aufbau. Der Strahl eines UV-Lasers wird mit Hilfe von zwei sphärischen Hohlspiegeln mehrfach durch das Meßvolumen geschickt. Das entstehende Ramanstreulicht wird mit Hilfe von Kantenfiltern spektral getrennt und auf eine CCD-Kamera abgebildet.

### 3.5 Laser

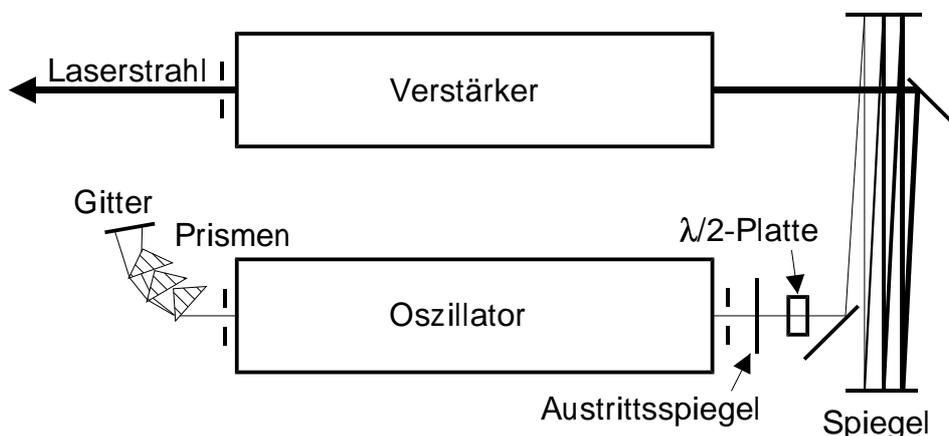


Abbildung 3.3: Der verwendete Excimer-Laser besitzt eine Emissionswellenlänge von  $248\text{nm}$ . Mit dem Resonator und dem Gitter läßt sich die Wellenlänge schmalbandig variieren. Mit dem Verstärker wird eine Pulsenergie von  $200\text{mJ}$  erreicht.

Der Laser ist ein gepulster  $\text{KrF}^*$ -Excimer-Laser der Firma Lambda Physik, Göttingen, Typ EMG 150 MSC. Er besitzt eine Emissionswellenlänge von  $248\text{nm}$  bei einer Pulsdauer von ca.  $20\text{ns}$  und einer Pulsenergie von  $200\text{mJ}$ .

Der Aufbau besteht aus zwei Laserresonatoren, einem Oszillator, der schmalbandig ( $0,5\text{cm}^{-1}$ ) in einem engen Wellenlängenbereich von etwa  $1\text{nm}$  durchgestimmt werden kann und einem Verstärker, der die eingestellte Wellenlänge verstärkt.

Zwischen Oszillator und Verstärker wurden nachträglich ein  $\lambda/2$ -Plättchen und ein Polarisationsfilter eingebaut, die die Einstellung einer bestimmten Emissionspolarisation möglich machen.

Um störende LIF-/LIPF-Emissionen von OH und anderen Spezies zu vermeiden, wurde der Laser schmalbandig bei einer Frequenz von  $40297\text{cm}^{-1}$  betrieben [Bro95].

### 3.6 Multipasszelle

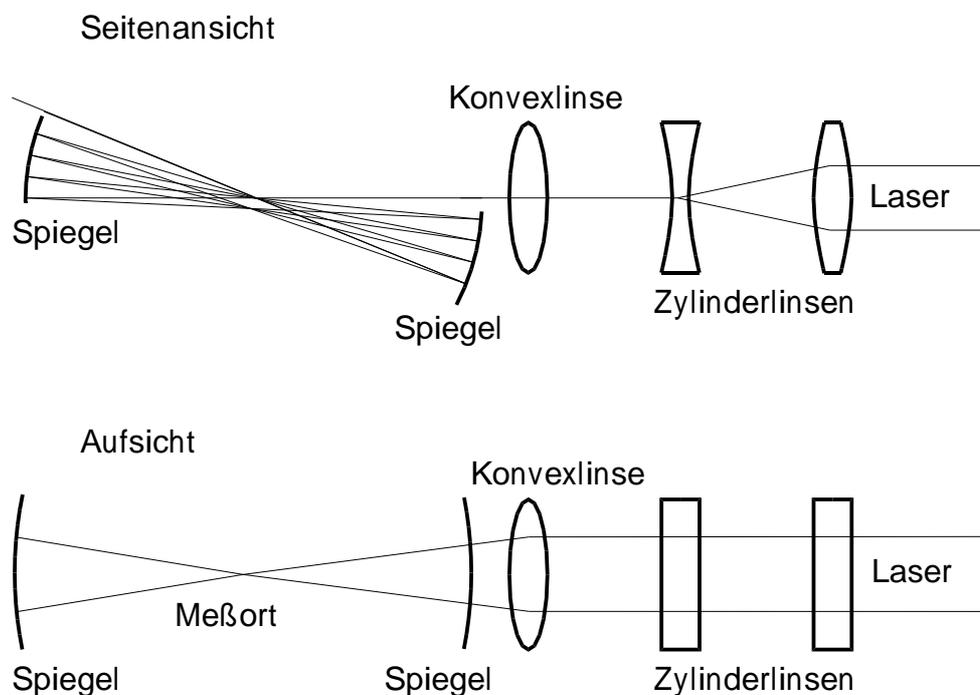


Abbildung 3.4: Die im Experiment verwendete Multipasszelle, um ein Lasersheet von hoher Intensität zu erzeugen. Der Laserstrahl wird mit einer Optik fokussiert und vielfach in das Meßvolumen reflektiert.

Abbildung 3.4 zeigt die für dieses Experiment konstruierte Multipasszelle. Mit ihrer Hilfe wird auf einer Fläche von  $4 \times 4\text{mm}$  ein  $300\mu\text{m}$  breites Lasersheet erzeugt. Sie besteht aus einer Teleskop- und Fokussieroptik sowie zwei sphärisch geschliffenen rechteckigen Spiegeln mit einer Kantenlänge von  $10\text{cm}$ .

Der Laserstrahl wird mit Hilfe eines Teleskops aus zwei Zylinderlinsen zu einem schmalen Sheet geformt und anschließend mit einer Linse in das Meßvolumen fokussiert. Die beiden Hohlspiegel reflektieren und fokussieren den Strahl anschließend vielfach in das Meßvolumen.

Multipasszellen für die in diesem Experiment verlangten Spezifikationen sind bisher noch nicht im Handel erhältlich, weil die Konstruktion durch mehrere Punkte erschwert wird:

Ein Laserspiegel für  $248\text{nm}$  besitzt typischerweise eine Zerstörschwelle von  $2\text{J}/\text{cm}^2$ , wenn der Strahl in einem Winkel von  $0$  Grad auftrifft und eine

Pulsdauer von  $15\text{ns}$  besitzt (Angaben der Firma Laser Optics). Daraus folgt, daß die Fläche des Lasers beim Auftreffen auf einen Spiegel möglichst groß sein sollte, die Spiegel also weit voneinander entfernt stehen müssen.

Die hohe Divergenz von Excimerlasern (etwa  $2\text{mRad}$ ) verlangt aber einen möglichst geringen Spiegelabstand, um einen kleinen Fokus zu erreichen.

Für ein vorgegebenes Meßvolumen der Länge  $l$  und der Dicke  $b$  bei einer Laserdivergenz von  $d$  können die optimalen Parameter der Multipasszelle mit folgender einfachen Rechnung abgeschätzt werden (siehe Abb. 3.5).

Die Breite des Lasersheets auf den Spiegeln sei  $g$ , der Abstand der Spiegel  $2f$ . Dabei wird angenommen, daß die Größe des Laserfokus nur durch die Divergenz  $d$  bestimmt ist. Weiterhin sei  $l \ll f$ ,  $b \ll f$  und die Divergenz sehr klein (im mrad-Bereich).

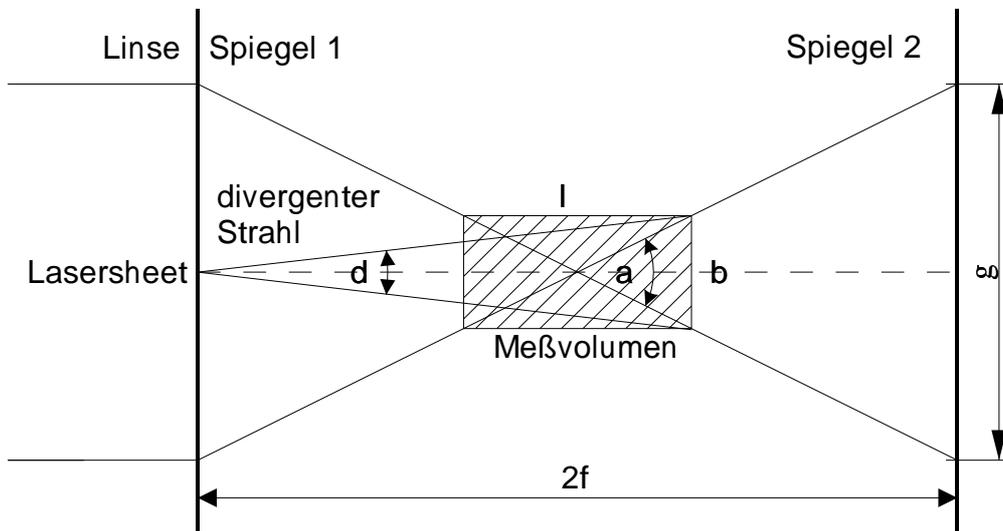


Abbildung 3.5: Abschätzung der Parameter für die Multipasszelle. Für ein vorgegebenes Meßvolumen der Länge  $l$  und der Dicke  $b$  bei einer Laserdivergenz  $d$  sind der Abstand der Spiegel und die maximale Breite des Lasersheets festgelegt.

Die maximale Breite des Meßvolumens  $b$  wird dann zum einen durch die Laserdivergenz  $d$  bestimmt, weil sich der divergente Strahl nicht stärker fokussieren läßt.

$$\tan\left(\frac{d}{2}\right) = \frac{b}{2\left(f + \frac{l}{2}\right)} \quad (3.1)$$

Oder näherungsweise

$$d \approx \frac{b}{f} \quad (3.2)$$

Das ist gleichbedeutend mit der Aussage, daß bei vorgegebener Divergenz  $d$  die Dicke des Lasersheets  $b$  proportional zur Brennweite  $f$  ist. Wenn  $b$  nicht größer werden darf als ein vorgegebener Wert, ist damit eine maximale Brennweite  $f$  festgelegt. Um  $b$  zu minimieren, sollte die Brennweite  $f$  so klein wie möglich gewählt werden.

Zum anderen wird die Breite des Meßvolumens  $b$  durch die Geometrie des Strahlengangs festgelegt. Bei einer Breite des Laserstrahls auf den Spiegeln  $g$  und einer Brennweite  $f$  gilt nach Abbildung 3.5

$$\tan\left(\frac{a}{2}\right) = \frac{b}{l} = \frac{g}{2f} \quad (3.3)$$

Die Breite  $g$  sollte immer möglichst groß gewählt werden, um die Spiegel mit geringer Laserintensität zu belasten. Aus Gleichung 3.3 folgt, daß die Brennweite  $f$  möglichst groß sein sollte, um die Dicke des Meßvolumens  $b$  zu minimieren.

Der optimale Wert der Brennweite  $f$  wird berechnet, indem Gleichung 3.2 und 3.3 nach  $b$  aufgelöst und gleichgesetzt werden:

$$\begin{aligned} df &= \frac{gl}{2f} \\ \Rightarrow f &= \sqrt{\frac{gl}{2d}} \end{aligned} \quad (3.4)$$

Weil die Vielfachreflexion komplex ist und die Realität nicht dem theoretischem Ideal entspricht, wurden die Parameter der Multipasszelle mit dem Optikprogramm Zeemax optimiert. Es ergab sich ein Abstand der Spiegel von  $42\text{cm}$ .

Abbildung 3.6 zeigt die Multipasszelle in der Realität. Der Laserstrahl wird durch zwei Zylinderlinsen zu einem schmalen Lichtband fokussiert und anschließend mit einer sphärische Konvexlinse im Meßvolumen fokussiert. Zwei Hohlspiegel reflektieren den Laserstrahl mehrfach hin und her und fokussieren ihn jedesmal wieder im Meßvolumen. Im Hintergrund befindet sich das 2D-Ramanmeßsystem.

Abbildung 3.7 zeigt ein mit dem 2D-Ramanmeßsystem aufgenommenes Bild des Multipasses an Raumluf mit sieben Durchgängen des Laserstrahls. Man sieht das Rayleighstreulicht des Lasers und vereinzelte Staubteilchen.

Beim Einsatz der Multipasszelle an einer Flamme stellt sich die Frage, ob eine Flamme das generierte Lasersheet verändert. Die Antwort hängt von der

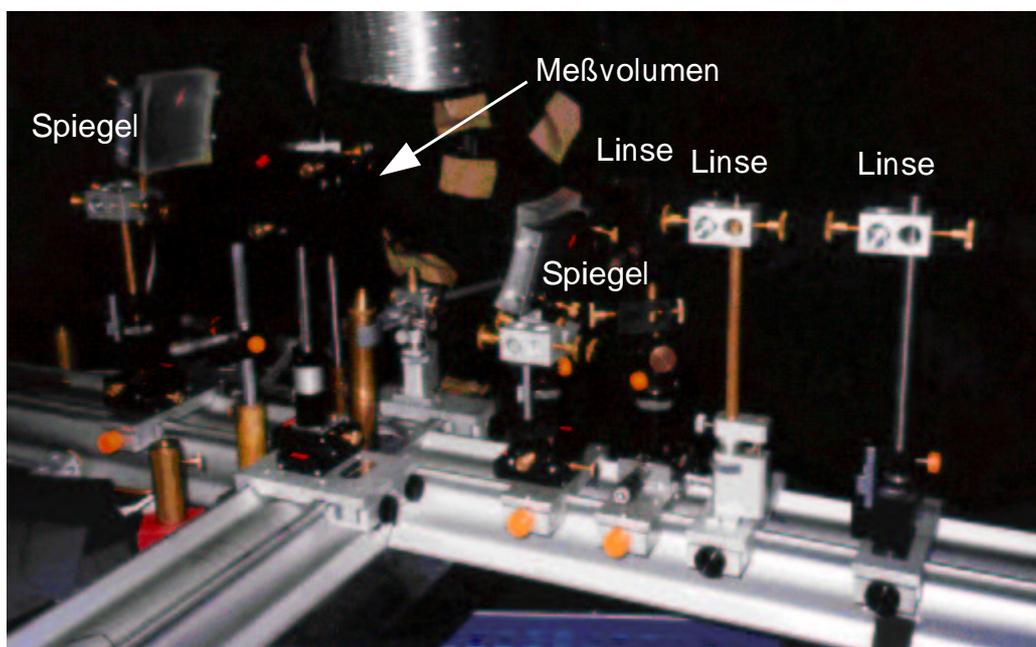


Abbildung 3.6: Bild der Multipassanordnung. Der Laserstrahl kommt von rechts und wird durch die ersten zwei Linsen zu einem schmalen Lichtband fokussiert. Die dritte Linse vor dem ersten Spiegel fokussiert den Laserstrahl in das Meßvolumen. Die beiden Spiegel reflektieren den Laserstrahl mehrfach hin und her und fokussieren ihn jedesmal wieder im Meßvolumen.

Flamme und vom Meßort ab. Eine turbulente Flamme kann das Lasersheet unter Umständen stark verändern. Dieser Effekt ist in den betroffenen Fällen eindeutig an den unausgewerteten Aufnahmen zu erkennen, die den Verlauf des Laserstrahls zeigen. Laminare Flammen stören die Mehrfachreflexionen des Laserstrahls praktisch nicht, wirken aber wie eine Zerstreuungslinse, weil die Gasdichte durch die Hitze der Flamme abnimmt.

Inwieweit das Lasersheet von einer Flamme defokussiert wird, könnte mit einer Kamera ermittelt werden, die von oben auf das Lasersheet gerichtet ist. Eine solche stand für das Experiment aber nicht zur Verfügung.

Als Alternative wurde ein einfaches Modell entwickelt, mit dem sich die Breite des Lasersheets abschätzen läßt. Wenn ein Lasersheet von vorne nach hinten durch eine Flamme gefahren wird, können eine Reihe von Querschnitten aufgenommen werden (Tomographie). Diese Aufnahmen erlauben die Bestimmung der Breite des Lasersheets.

Abbildung 3.8 illustriert das verwendete Modell. Gezeigt ist die Aufsicht auf eine Flamme, die von einem Lasersheet der Breite  $b$  durchstrahlt wird. Die Flammenfront besitzt einen Durchmesser  $D$  und eine Breite  $d$ .

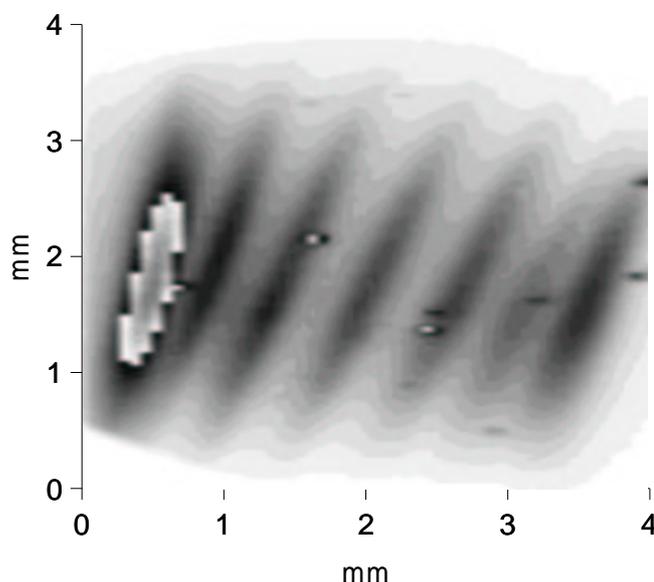


Abbildung 3.7: Eine mit der Multipasszelle erzeugte Mehrfachreflexion eines Laserstrahls. Das Bild zeigt Rayleighstreulicht, das mit dem 2D-Raman-system aufgenommen wurde. Die vereinzelt Punkte sind Staubteilchen.

In der Modellrechnung werden Durchmesser  $D$  und Breite  $d$  der Flammenfront variiert. Für jede Position  $y$  des Lasersheets läßt sich ein theoretisches Querschnittsprofil berechnen. Aus dem Vergleich mit den gemessenen Querschnitten ergibt sich die reale Breite des Lasersheets.

Abbildung 3.9 zeigt den Vergleich von drei theoretischen Profilen mit den Meßwerten aus einer laminaren Wasserstoff-Diffusionsflamme. Die Profile verlaufen entlang der  $y$ -Richtung in Abbildung 3.8, also quer zum Lasersheet. Für die Messung der Flammenfront wurde die Laserwellenlänge auf eine OH-LIPF-Resonanz justiert [Fro97]. Anschließend wurde die Flamme für jeden Meßpunkt in  $y$ -Richtung (Abbildung 3.8) verschoben. Jeder Meßwert entspricht der OH-LIPF-Intensität an einem Punkt auf der  $y$ -Achse. Die theoretischen Profile sind Simulationen für drei verschiedene Sheetbreiten. Für diese Flamme ergibt sich eine Sheetbreite von  $1.25\text{mm} \pm 0.25\text{mm}$ .

Trotz der im Vergleich zu 1D-Meßsystemen relativ hohen Breite hat sich gezeigt, daß mit dem Meßsystem sinnvolle Ergebnisse möglich sind (Kapitel 5).

Die Berechnung zur Ermittlung der Sheetbreite wird hier nicht detailliert dargestellt, da sie nicht der Schwerpunkt dieser Arbeit ist.

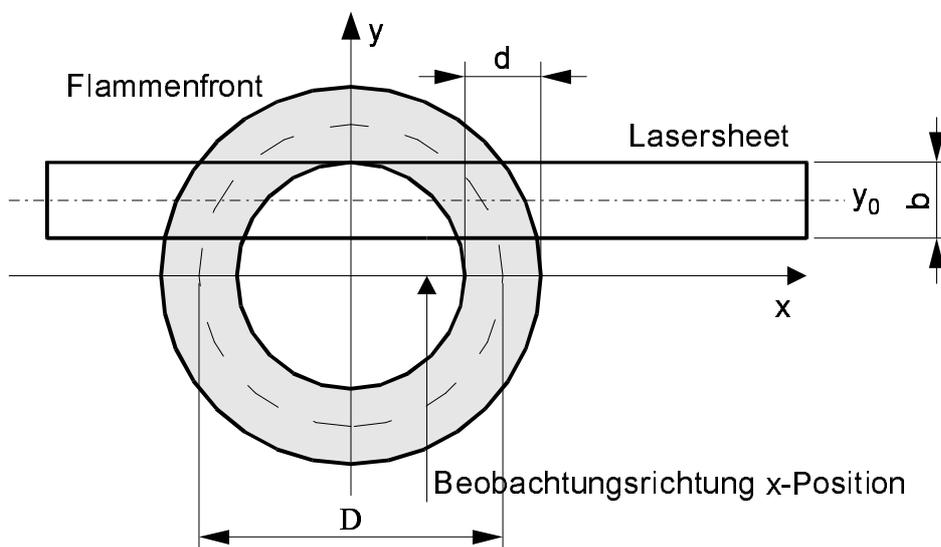


Abbildung 3.8: Modell zur Berechnung der Breite des Lasersheets in einer Flamme. Aufsicht auf eine Flamme, die von einem Lasersheet durchstrahlt wird. Wenn das Lasersheet in y-Richtung durch die Flamme gefahren wird, läßt sich anhand der gewonnenen Meßdaten die Breite abschätzen.

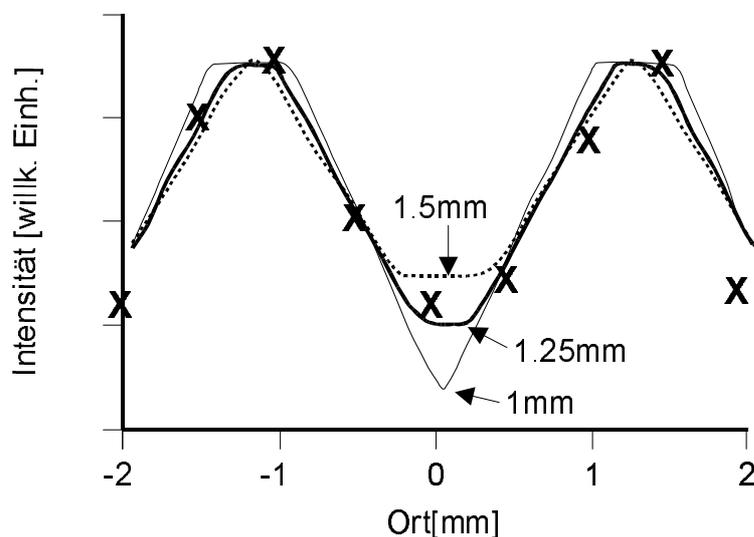


Abbildung 3.9: Breite des Lasersheets. Profile aus dem theoretischen Modell für drei verschiedene Breiten des Lasersheets im Vergleich mit den gemessenen Werten. Demnach ist das Lasersheet etwa  $1.25\text{mm}$  breit.

### 3.7 Aufbau des 2D-Raman-Meßsystems

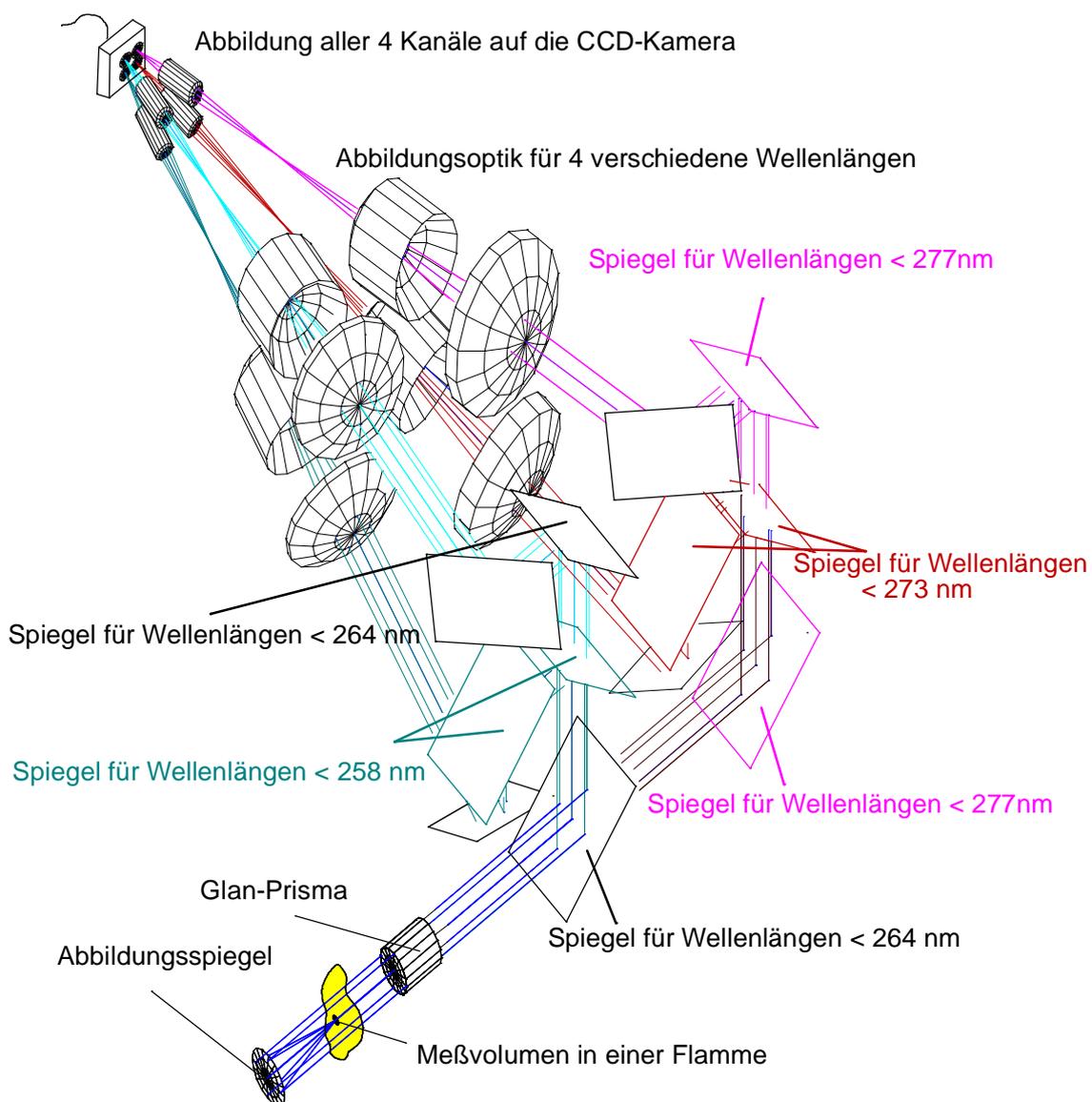


Abbildung 3.10: Überblick über das Meßsystem. Das Ramanstreulicht von  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $H_2O$  und  $H_2$  wird mit Hilfe eines Filtersystems voneinander getrennt und mit einer Optik auf eine intensivierte CCD-Kamera abgebildet.

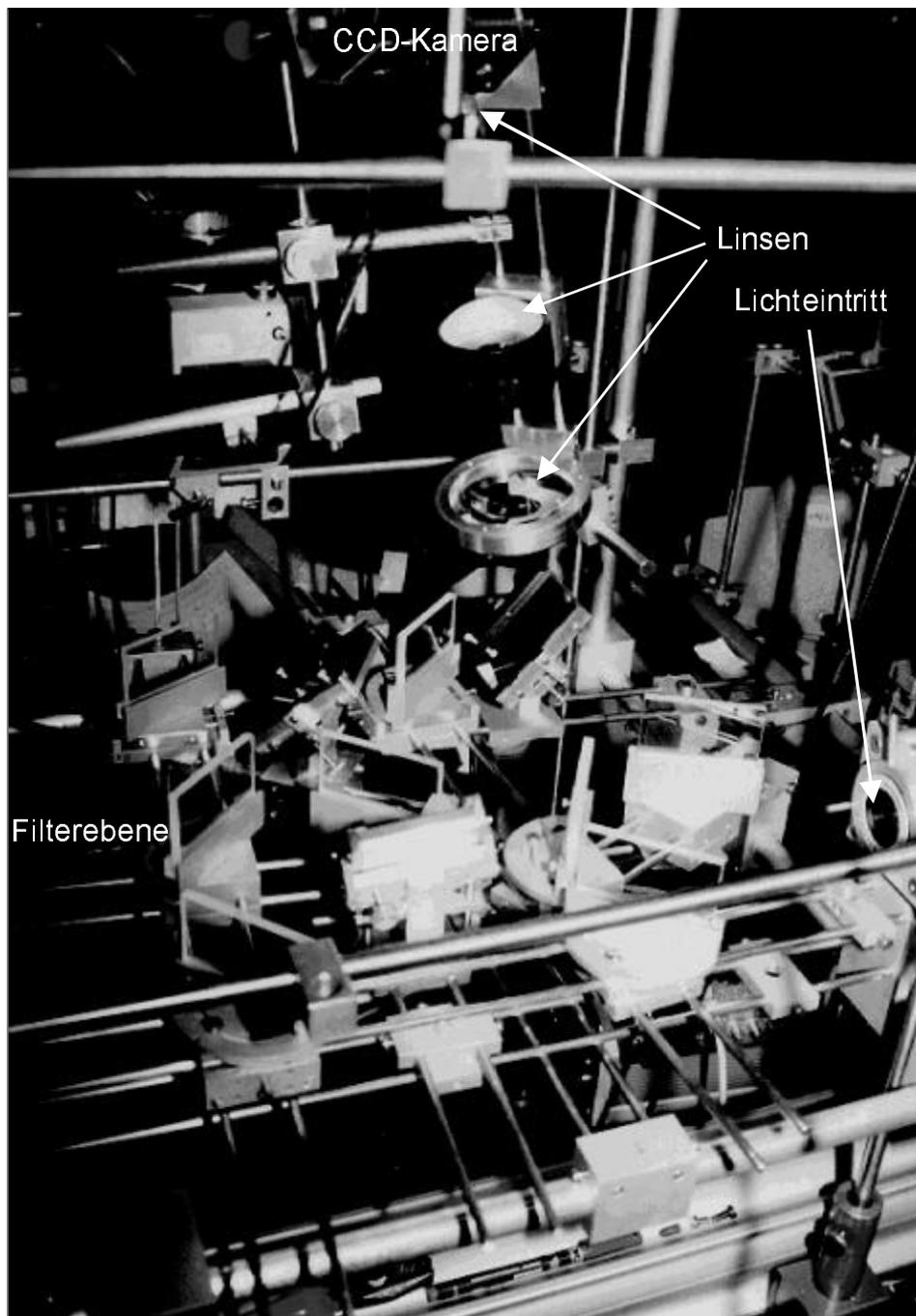


Abbildung 3.11: Fotografie des Meßsystems. UV-Licht wird in der Filterebene in verschiedene Wellenlängen zerlegt und anschließend über Optiken auf eine CCD-Kamera abgebildet. Zum Zeitpunkt der Aufnahme war nur eine der Optiken eingebaut.

Die Abbildungen 3.10 und 3.11 zeigen den Kern des 2D-Raman-Meßsystems im Detail. Das Lasersheet (nicht in den Abbildungen) durchstrahlt das Meßvolumen und erzeugt Raman- und Rayleigh-Streulicht.

Das Streulicht wird mit einem sphärischen Hohlspiegel, der in  $50\text{mm}$  Entfernung vom Meßvolumen steht, gesammelt und parallel in das Filtersystem geschickt.

Hier wird zuerst die S-Polarisationskomponente relativ zu den nachfolgenden Kantenfiltern durch ein Glan-Prisma herausgefiltert. Das ist notwendig, weil die Filterkanten der UV-Filter von der Polarisation des einfallenden Lichtes abhängig sind. Das Meßsystem wurde auf die P-Polarisation optimiert. Außerdem ist es möglich, in Zukunft ein zweites System für die Messung der zweiten Polarisationskomponente zu bauen. Damit wäre es möglich, störende LIF-Interferenzen zu erkennen und somit zu beseitigen.

Das Glan-Prisma stammt von der Firma Marenga und besitzt eine Apertur von  $30 \times 30\text{mm}$ . Die Transmission im UV-Bereich liegt bei über 60%. Die Akzeptanzwinkel betragen  $6^\circ$  Vollwinkel entlang der symmetrischen Achse des Prismas und  $3^\circ$  entlang der asymmetrischen Achse.

Das Rayleighstreulicht bei  $248\text{nm}$  wird mit einem  $10\text{mm}$  breiten Butylacetatfilter unterdrückt (nicht in der Abbildung).

Als nächste Stufe folgt die Trennung der verschiedenen Wellenlängen durch Kantenfilter. Jeder Filter wirkt unterhalb seiner Filterkante als Spiegel und ist oberhalb der Filterkante transparent. Um eine möglichst gute Trennschärfe zu erhalten, sind für jede Wellenlänge zwei Kantenfilter hintereinander angeordnet.

In der Eintrittsachse des Systems befinden sich zwei Filter. Der erste spiegelt die Wellenlängen für  $O_2(258\text{nm})$  und  $N_2(264\text{nm})$  nach oben, wo sie von weiteren Filtern zerlegt werden. Der zweite Filter spiegelt die Wellenlängen für  $H_2O(273\text{nm})$  und  $H_2(277\text{nm})$  nach oben, wo sie nach dem gleichen Prinzip behandelt werden. Störende Wellenlängen  $> 277\text{nm}$  werden transmittiert und spielen keine weitere Rolle mehr.

Nach der Wellenlängentrennung wird jede Wellenlänge durch eine eigene Abbildungsoptik auf eine intensivierte CCD-Kamera abgebildet. Jede Abbildungsoptik besteht aus drei verschiedenen Linsen, die speziell an die Wellenlänge angepaßt sind und im gewissen Rahmen ein Einstellen von Schärfe und Zoomfaktor erlauben.

Auf der CCD-Kamera entsteht für jede Wellenlänge ein räumlich aufgelöstes Bild.

### 3.8 Filter

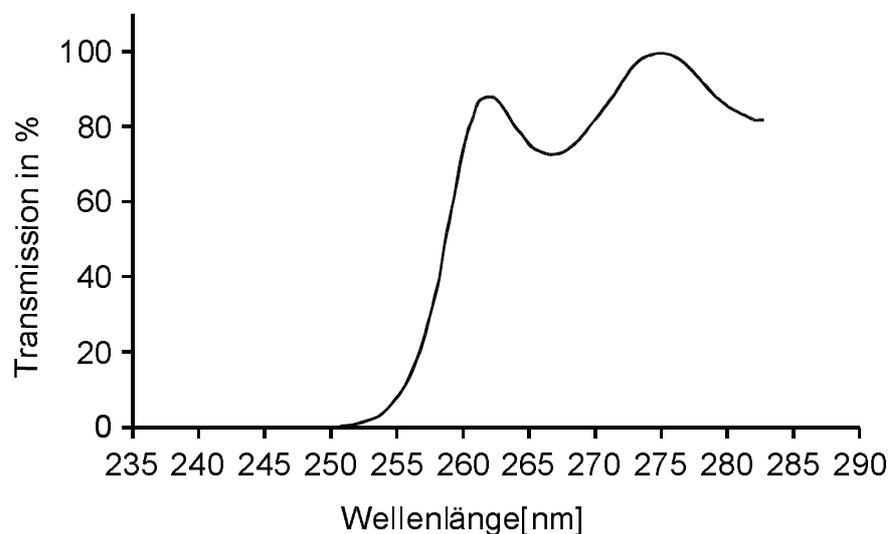


Abbildung 3.12: Transmissionskurve eines der verwendeten Kantenfilter für die P-Polarisationsrichtung.

Für die Wellenlängentrennung werden Kantenfilter eingesetzt, die von der Firma Laser Components entsprechend unserer Vorgaben gefertigt wurden.

Abbildung 3.12 zeigt die Transmissionskurve eines der verwendeten Kantenfilter für die P-Polarisation. Die S-Polarisation wurde nicht verwendet, weil der Transmissionsbereich sehr starken Schwankungen unterliegt.

Die Breite der Filterkante bei einem Anstieg der Transmission von 10% auf 90% des ersten Transmissionsmaximums beträgt  $5\text{nm}$ . Im langwelligen Bereich ist die Transmissionskurve nicht geradlinig, sondern schwankt zwischen 72% und 98%. Der reflektierte Anteil wird zum Teil in andere Meßkanäle eingekoppelt. Außerdem verschiebt sich die Filterkurve mit dem Winkel des einfallenden Lichtes um etwa  $1\text{nm}$  pro Grad. Das hat den angenehmen Effekt, daß die Filterkante durch Verkippen exakt einjustiert werden kann. Der weniger angenehme Effekt ist, daß die Filterkurve vom Winkel des einfallenden Lichtes abhängig ist und somit vom Ort innerhalb des Meßvolumens. Die Lage der Filterkante variiert ortsabhängig um etwa  $\pm 1,5\text{nm}$  bezogen auf die Ortsmitte.

Diese Effekte führen dazu, daß sich die einzelnen Wellenlängen nicht klar voneinander trennen lassen. Es kommt zu einem Übersprechen.

| $O_2$ | $N_2$ | $H_2O$ | $H_2$ |        |
|-------|-------|--------|-------|--------|
| 0.83  | 0.08  | 0      | 0.04  | $O_2$  |
| 0.13  | 0.8   | 0.01   | 0.04  | $N_2$  |
| 0.03  | 0.1   | 0.61   | 0.13  | $H_2O$ |
| 0.01  | 0.02  | 0.39   | 0.79  | $H_2$  |

Tabelle 3.1: Übersprechen zwischen den Kanälen, ermittelt aus einer Messung an Reingasen. Entlang einer Spalte kann abgelesen werden, wie sich ein Ramansignal auf die einzelnen Meßkanäle verteilt. Die Werte gelten nur für einen Ortspunkt, weil das Übersprechen ortsabhängig ist.

Tabelle 3.1 zeigt, wie stark das Übersprechen zwischen den einzelnen Kanälen in der Bildmitte ist. Entlang einer Spalte kann abgelesen werden, wie sich das Ramansignal einer Spezies auf verschiedene Meßkanäle verteilt. So werden 83% des  $O_2$ -Signals im  $O_2$ -Kanal gemessen, 13% im  $N_2$ -Kanal und ein kleiner Rest im Wasser- und dem Wasserstoffkanal. Als Faustregel gilt, daß etwa 80% einer Spezies im zugehörigen Kanal gemessen werden. Eine Ausnahme bildet Wasser. 39% des  $H_2O$ -Signals spricht auf den  $H_2$ -Kanal über.

Die Werte in Tabelle 3.1 wurden mit einer Messung an Reingasen und einer definierten McKenna-Flamme ermittelt wie es in Abschnitt 4.7 dargestellt ist. Die Ortsabhängigkeit des Übersprechens wird in Abbildung 4.8 sichtbar. Kapitel 4.4 wird zeigen, wie das Übersprechen für jeden Ortspunkt korrigiert werden kann.

### 3.9 Intensivierte CCD-Kamera

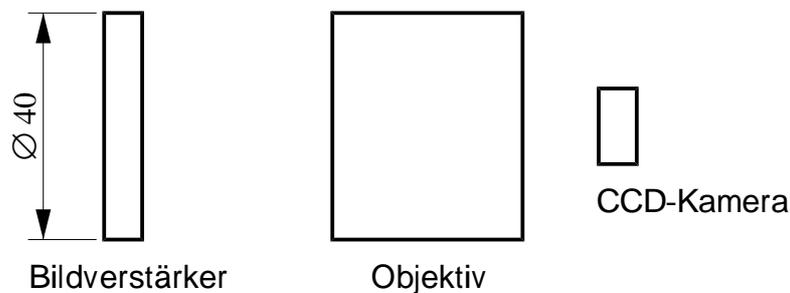


Abbildung 3.13: Kamera mit Bildverstärker. Das Bild auf der Rückseite des Bildverstärkers wird mit einem handelsüblichen Photoobjektiv auf die Kamera abgebildet.

Die verwendete CCD-Kamera (P0 75, 16Bit) stammt von der Firma Wright Instruments und besitzt eine Auflösung von  $768 \times 1152$  Pixeln bei einer Chipgröße von  $22 \times 17\text{mm}$ .

Da das Auslesen der Kamera bei voller Auflösung viele Sekunden dauert, wurde sie im  $4 \times 4$ -Binning-Modus betrieben. Selbst damit konnte nur etwa alle 2 Sekunden ein Bild aufgenommen werden.

Abbildung 3.13 zeigt schematisch die Kamera mit dem Bildverstärker. Der verwendete Bildverstärker besitzt einen Durchmesser von  $40\text{mm}$  und ist somit deutlich größer als der Kamerachip. Deshalb erfolgte die optische Kopplung an die Kamera mit einem handelsüblichen Photoobjektiv anstatt, wie üblich, mit Glasfasern.

# Kapitel 4

## Meßprozedur und Auswertung

### 4.1 Überblick

Die Durchführung von Messungen und deren Auswertung erfolgte in folgenden Schritten:

1. **Eichung des Meßsystems** Vor jeder Messung wird das Meßsystem bezüglich des Ortes und der Empfindlichkeit der einzelnen Kanäle kalibriert.
2. **Messungen** Nach der Eichung werden die eigentlichen Messungen ausgeführt. Die dabei gewonnenen Rohbilder müssen eine umfangreiche mathematische Auswertung durchlaufen.
3. **Ortsrichtige Transformation** Da die einzelnen Ramakanäle verzerrt und gedreht auf die Kamera abgebildet werden, müssen die Abbildungen korrigiert werden.
4. **Eichung auf die Laserleistung** Die Laserleistung wurde mittels Rayleighstreuung gemessen. Leistungsschwankungen konnten dadurch korrigiert werden.
5. **Korrektur des Übersprechens** Die Trennschärfe der verwendeten Filter reicht nicht aus, um die verschiedenen Ramansignale vollständig zu trennen. Das Übersprechen auf andere Meßkanäle muß deshalb korrigiert werden.
6. **Eichung auf Reingase** Die Messungen werden auf Reingase geeicht. Dadurch werden auch die Inhomogenitäten des Lasersheets korrigiert.
7. **Temperaturabhängiger Ramanquerschnitt** Die Daten werden mit dem temperaturabhängigen Ramanquerschnitt korrigiert.

## 4.2 Eichen des Meßsystems

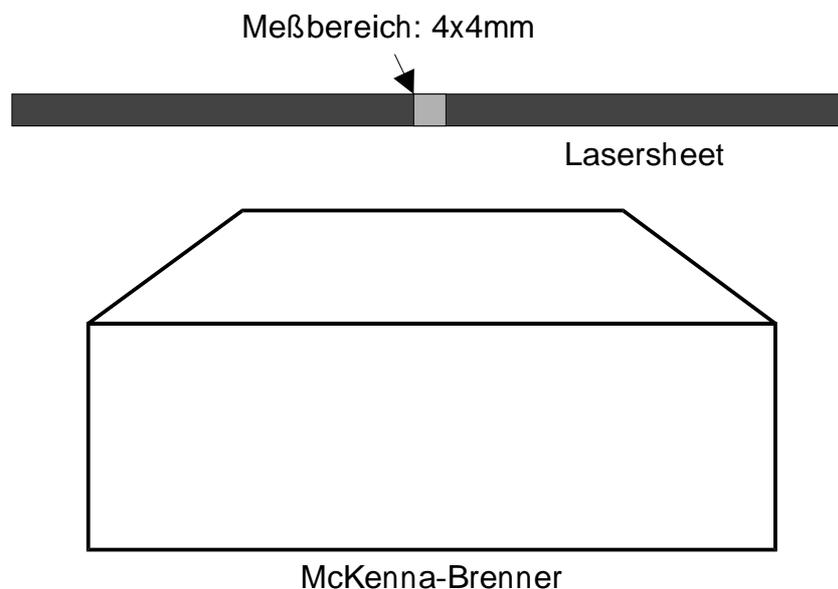


Abbildung 4.1: Kalibrierung des Meßsystems mit dem McKenna-Brenner. Die Eichgase werden durch den Brenner in das Meßvolumen geblasen. Die Wassereichung geschieht im Abgas einer definierten Wasserstoffflamme. Das Meßvolumen befindet sich  $25\text{mm}$  oberhalb der Brennermatrix.

Vor einer Meßreihe wird der Laser auf eine Wellenlänge von  $40297\text{cm}^{-1}$  eingestellt, um störende Interferenzen zu vermeiden [Bro95]. Da das 2D-Raman-System nur diskrete Wellenlängen detektieren kann, wird die Wellenlängeneichung ausschließlich an OH-LIPF vorgenommen. Zu diesem Zweck wird ein Schweißbrenner mit einer Wasserstoff-Sauerstoff-Flamme im Meßvolumen positioniert. Beim Durchstimmen der Laserwellenlänge können OH-Resonanzen im Wasserkanal bei  $273\text{nm}$  detektiert werden. Die Wellenlängen der OH-Resonanzen können aus dem Vergleich mit den AES-Spektren in [Fro97] eindeutig bestimmt werden. Somit ist eine Eichung der Anregungswellenlänge möglich. Nebenbei bemerkt entstehen bei dieser Methode zweidimensionale Anregungs-Emissions-Spektren im Gegensatz zu den bisher verwendeten eindimensionalen Spektren [Fro97].

Für jede Messung muß das Meßsystem kalibriert werden. Die Empfindlichkeit der einzelnen Wellenlängen wird mit Hilfe eines McKenna-Brenners überprüft. Für  $O_2$ ,  $N_2$  und  $H_2$  werden bei Raumtemperatur Reingase in das

Meßvolumen eingeblasen. Abbildung 4.1 zeigt den experimentellen Aufbau. Der Durchmesser der Brennermatrix beträgt 60mm. Etwas komplizierter ist die Wassereichung. Sie wird im Abgas des McKenna-Brenners vorgenommen. Dazu wird ein bekanntes Gasgemisch aus Luft und Wasserstoff durch den Brenner verbrannt. Für dieses bekannte Gemisch werden die Abgasanteile berechnet. Die Gasflüsse bei einer Eichmessung lagen typischerweise bei  $75\text{slm}$  Luft und  $7\text{slm}$   $H_2$ . Der Wasseranteil im Abgas betrug 9%, die Temperatur lag bei  $1020\text{K}$  und wurde mit dem Meßgerät GTH 1150 der Firma Geisinger Electronic ermittelt (Meßfühler Typ: 3-5082 Al-Kb-3,0-250-2). Bedingt durch die magere Flamme ist die Temperatur recht niedrig. Fettere Flammen wurden nicht verwendet, weil es dabei zu Glüherscheinungen an der Brennermatrix kam.

Ein besonderes Problem sind störende Fluoreszenzen im Wasserkanal bei der Eichmessung. Es hat sich gezeigt, daß das Wassersignal bei den Eichmessungen zum Teil drastisch überhöht war (bis zu einem Faktor 3). Dieser Effekt trat nicht bei den nachfolgenden Messungen an Flammen auf, so daß angenommen werden muß, daß der Brenner verdreckt war.

Mit Hilfe einer Eichmessung für beide Polarisationsrichtungen läßt sich diese Fluoreszenz herauskorrigieren, das heißt, die Laserpolarisation wird einmal horizontal und einmal vertikal eingestellt.

Es sei  $M_v$  die gemessene Ramanintensität bei vertikaler und  $M_h$  die gemessene Intensität bei horizontaler Laserpolarisation. Das Polarisationsverhältnis  $M_v/M_h$  stimmt für  $O_2$ ,  $N_2$  und  $H_2$  mit denen in [Bro95] überein. Deshalb wird das Polarisationsverhältnis für Wasser aus [Bro95] als Sollwert angenommen. Für  $H_2O$  sei  $I_v$  die reale Ramanintensität (ohne LIF-Störung) bei vertikaler Laserpolarisation und  $I_h$  die reale Ramanintensität bei horizontaler Laserpolarisation. Dann gilt nach [Bro95]:

$$\frac{I_v}{I_h} \approx 5 \quad (4.1)$$

Störende Fluoreszenzen erzeugen einen unpolarisierten Anteil  $P$  an der gemessenen Intensität. Während der Eichmessungen können die beiden folgenden Größen gemessen werden:

$$M_v = I_v + P \quad (4.2)$$

$$M_h = I_h + P \quad (4.3)$$

Daraus läßt sich  $P$  bestimmen und somit korrigieren.

### 4.3 Ortskorrektur und Binning

Die verwendete Optik bildet das Meßvolumen für die einzelnen Wellenlängen verzerrt, gedreht und gespiegelt auf eine Kamera ab.

Um zu aussagekräftigen Bildern zu kommen, müssen diese Abbildungen ausgeschnitten und in ein ortsrichtiges Bild transformiert werden.

Bei der Transformation werden die Bilder der einzelnen Ortskanäle auf Auflösungselemente der Größe  $150\mu m^2$  gebinnt, um Rechenzeit zu sparen. Die Auflösung des Meßsystems beträgt  $300\mu m^2$ .

Die Bestimmung, welche Ortspunkte im Meßvolumen an welche Stelle auf der Kamera abgebildet werden, geschieht folgendermaßen: Das Licht einer UV-Lampe wird in das Ende einer Glasfaser eingekoppelt. Das Licht tritt am anderen Ende der Glasfaser wieder aus. Dieses Ende wird im Meßvolumen positioniert. Eine Aufnahme mit dem Meßsystem zeigt die leuchtende Spitze der Glasfaser einmal in jedem Meßkanal.

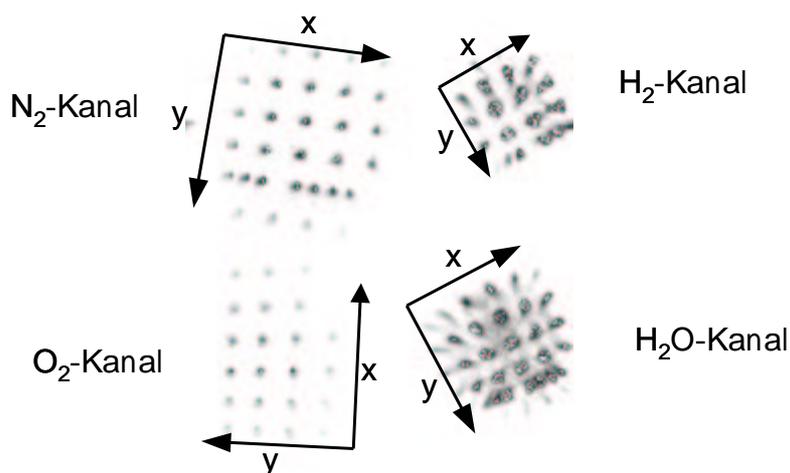


Abbildung 4.2: Vor der Ortskorrektur. Abbildung der einzelnen Meßkanäle auf die Kamera. Die einzelnen Punkte sind die leuchtende Spitze einer Glasfaser, die in verschiedenen Punkten des Meßbereichs positioniert wird. Das Bild ist eine Superposition vieler Einzelbilder.

Abbildung 4.2 zeigt die Lage der Bilder der verschiedenen Detektionswellenlängen auf der Kamera. Die leuchtende Spitze der Glasfaser wurde jeweils um  $1mm$  im Meßvolumen verschoben. Die x- und y-Achsen zeigen, wie der Meßort auf die Kamera abgebildet wird.

Für die Auswertung werden die Bilder der einzelnen Kanäle ortsrichtig und auf die gleiche Größe transformiert. Abbildung 4.3 zeigt, wie die Kanäle

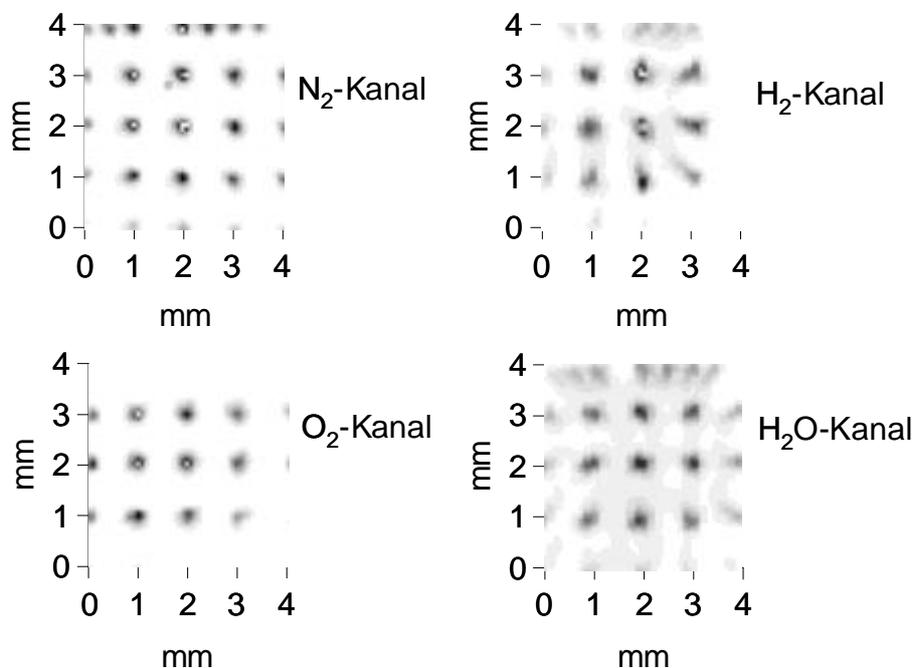


Abbildung 4.3: Nach der Ortskorrektur. Die einzelnen Kanäle werden jetzt ortsrichtig abgebildet.

nach der Transformation aussehen. Jeder Meßkanal wird jetzt einwandfrei abgebildet.

Abbildung 4.4 verdeutlicht die Abbildungsqualität. Die Abbildung zeigt Intensitätsprofile über die Bilder aus Abbildung 4.3. Das Ziel von  $300\mu\text{m}$  Auflösung wird erreicht.

Der Transformationsalgorithmus ist in der Informatik allgemein bekannt und funktioniert auf folgende Weise: Über die Abbildung jedes Detektionskanals wird ein Gitter gelegt. Die Gitterpunkte sind durch Eichbilder mit der Glasfaser bekannt. Jedes Rechteck in diesem Gitter ergibt einen Bildpunkt auf dem transformierten Bild. Abbildung 4.5 veranschaulicht diesen Vorgang. Um die Intensität in einem Bildpunkt zu erhalten, wird der Durchschnitt über alle Intensitätswerte im zugehörigen Rechteck gebildet. Die Durchschnittsbildung ist an dieser Stelle einer normalen Integration vorzuziehen, weil in einem verzerrten Gitter die einzelnen Elemente unterschiedliche Größen haben. Dann entsteht ein Moiremuster, das die Lesbarkeit des transformierten Bildes stört.

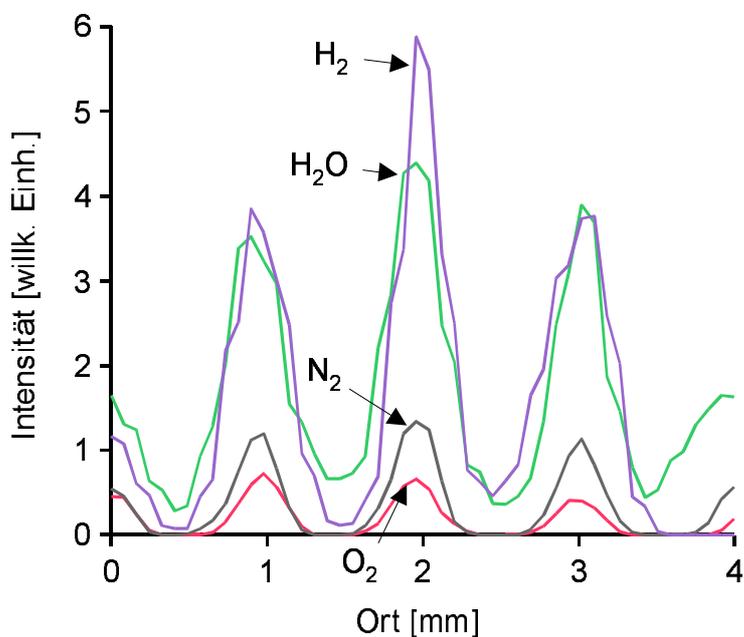


Abbildung 4.4: Profile über die Abbildungen von leuchtenden Glasfaserspitzen in den verschiedenen Kanälen. Es wird eine Ortsauflösung von  $300\mu m$  erreicht.

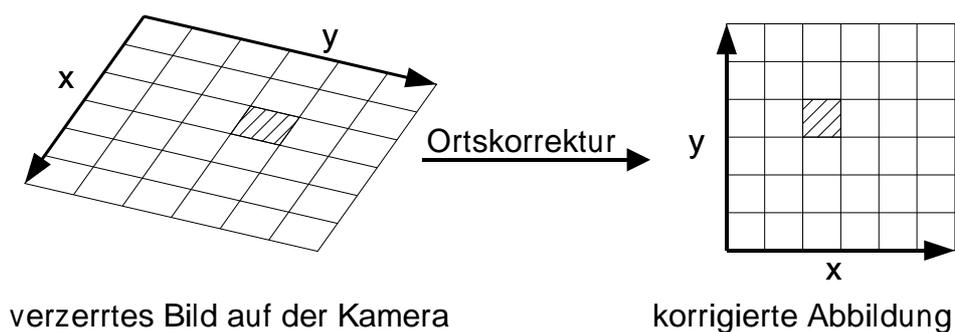


Abbildung 4.5: Korrektur der Abbildung auf der Kamera. Ein Ramakanal wird verzerrt, gedreht und gespiegelt auf die Kamera abgebildet. Mit Hilfe eines Gitterrasters wird das Bild ortstreu transformiert.

Der beschriebene Algorithmus ist schnell, wenn das resultierende Bild weniger Pixel enthält als das ursprüngliche. Es ist jedoch auch möglich, Bilder zu vergrößern. Im Ursprungsbild wird in diesem Fall für jedes Auflösungselement über ein Pixel summiert.

In diesem Experiment wurde der Meßbereich von  $4\text{mm} \times 4\text{mm}$  auf eine Größe von  $50 \times 50$  Bildpunkten transformiert. Bei weniger Bildpunkten erscheinen die Bilder grob gerastert und sind schwer zu interpretieren. Mehr Bildpunkte verlangsamen die Auswertung erheblich.

## 4.4 Korrektur des Übersprechens

Die in diesem Experiment verwendeten Kantenfilter sind nicht imstande, die Ramansignale der einzelnen Spezies sauber voneinander zu trennen. Es kommt deshalb zu einem Übersprechen des Ramansignals einer Spezies auf die Detektionskanäle der anderen Spezies. Dieses muß mathematisch korrigiert werden.

Betrachten wir die im  $O_2$ -Detektionskanal gemessene Intensität  $M_{O_2}$ . Diese setzt sich anteilig aus den Ramanintensitäten aller gemessenen Spezies zusammen. Es gilt daher:

$$M_{O_2} = a_{11}I_{O_2} + a_{12}I_{N_2} + a_{13}I_{H_2O} + a_{14}I_{H_2} \quad (4.4)$$

$M_{O_2}$  : gemessene Intensität im  $O_2$ -Kanal  
 $I_X$  : reale Ramanintensität der Spezies  $X$   
 $a_{ij}$  : Koeffizienten, die angeben, wie stark  
das Übersprechen ist

Die Koeffizienten  $a_{ij}$  sind außerdem ortsabhängig, weil sich die Filterkante mit dem Winkel des auftreffenden Lichtes ändert.

Stellt man die obige Gleichung für alle Detektionskanäle auf, so ergibt sich das folgende Gleichungssystem:

$$\begin{bmatrix} M_{O_2} \\ M_{N_2} \\ M_{H_2O} \\ M_{H_2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_{O_2} \\ I_{N_2} \\ I_{H_2O} \\ I_{H_2} \end{bmatrix} \quad (4.5)$$

oder auch

$$\mathbf{M} = \mathbf{A} \mathbf{I} \quad (4.6)$$

Die Matrix  $\mathbf{A}$  innerhalb der Gleichung 4.6 wird von jetzt an als Übersprechmatrix bezeichnet. Die Koeffizienten auf der Diagonalen der Übersprechmatrix geben an, welcher Anteil der Ramanintensität wirklich in dem entsprechenden Meßkanal detektiert wird. Anhand einer Spalte ist abzulesen, wie stark die Ramansignale einer Spezies in die anderen Meßkanäle übersprechen.

Ganz offensichtlich erhält man die richtigen Ramansignale nach Auflösen der Gleichung 4.6 :

$$\mathbf{I} = \mathbf{A}^{-1}\mathbf{M} \quad (4.7)$$

Die Berechnung der wahren Ramansignale reduziert sich also auf das Invertieren der Übersprechmatrix für jeden Ortspunkt.

Die Größe der Koeffizienten  $a_{ij}$  läßt sich aus Eichmessungen mit Reingasen bestimmen. Für die Eichung mit  $O_2$  reduziert sich die Gleichung 4.5 auf die Form

$$\begin{bmatrix} M_{O_2} \\ M_{N_2} \\ M_{H_2O} \\ M_{H_2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_{O_2} \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.8)$$

Somit können die Übersprechkoeffizienten  $a_{11}$  bis  $a_{41}$  aus der Eichmessung mit reinem Sauerstoff bestimmt werden, wobei in diesem Fall für die gesamte Intensität  $I_{O_2}$  gilt:

$$I_{O_2} = M_{O_2} + M_{N_2} + M_{H_2O} + M_{H_2} \quad (4.9)$$

Die Eichmessungen mit  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $H_2O$  und  $H_2$  bestimmen die Spalten der Übersprechmatrix.

Die Koeffizienten  $a_{13}$  bis  $a_{43}$ , die aus der Eichmessung mit Wasser hervorgehen, müssen gesondert behandelt werden, weil es nicht möglich ist, Eichmessungen an reinem Wasser vorzunehmen. Es funktioniert aber, wenn die Anteile der einzelnen Gase bei der Wassereichung bekannt sind. Das genaue Vorgehen wird im nächsten Unterkapitel erläutert.

Mit der Kenntnis der Übersprechmatrix ist es möglich, das Übersprechen zwischen den Detektionskanälen zu korrigieren. Aber was passiert, falls die Übersprechmatrix an einigen Ortspunkten nicht invertierbar ist?

Hier hilft ein kleiner mathematischer Kunstgriff weiter, die Singulärwertzerlegung. Gleichung 4.6 kann auch in der folgenden Form geschrieben werden.

$$\mathbf{M} = \mathbf{U} \mathbf{A}' \mathbf{W}^{-1} \mathbf{I} \quad (4.10)$$

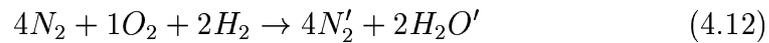
wobei die Matrizen  $\mathbf{U}$  und  $\mathbf{W}^{-1}$  invertierbar sind und  $\mathbf{A}'$  Diagonalform besitzt. Diese Zerlegung ist immer möglich. Falls die Matrix  $\mathbf{A}'$  nicht invertierbar ist, werden die entsprechenden Diagonalelemente auf einen Wert ungleich 0 gesetzt. Diese Matrix heiße  $\mathbf{A}''$ . Somit lassen sich die korrigierten Meßsignale einfach berechnen

$$\mathbf{I} = \mathbf{W} \mathbf{A}''^{-1} \mathbf{U}^{-1} \mathbf{M} \quad (4.11)$$

Die Bereiche, für die Gleichung 4.10 nicht lösbar ist, sind in den ausgewerteten Bildern leicht zu erkennen, weil sie vollständig verrauscht sind.

## 4.5 Wassereichung

Wie bereits erwähnt, kann die Wassereichung nicht mit reinem Wasser durchgeführt werden. Die Eichung wird in diesem Fall im Abgas eines McKenna-Brenners bei magerer Stöchiometrie vorgenommen. Die Temperatur und die Gaszuflüsse werden bei der Eichung mitgemessen. Daraus lässt sich die Abgaszusammensetzung wie folgt berechnen, wobei die gestrichenen Größen die Anzahl der Moleküle im Abgas angeben. Es gilt:



Daraus folgt für eine magere Flamme

$$N_2' = N_2 \quad (4.13)$$

$$O_2' = O_2 - \frac{1}{2}H_2 \quad (4.14)$$

$$H_2O' = H_2 \quad (4.15)$$

$$H_2' = 0 \quad (4.16)$$

Der Anteil von  $H_2O$ -Molekülen im Abgas  $A_{H_2O}$  beträgt

$$A_{H_2O} = \frac{H_2O'}{O_2' + N_2' + H_2O' + H_2'} \quad (4.17)$$

Zur Berechnung der Koeffizienten in der dritten Spalte der Übersprechmatrix wird aus diesen Größen ermittelt, welche Intensitäten bei einer Eichung mit 100%  $H_2O$  auftreten würden.

Dazu wird die Übersprechmatrix für die Eichung an reinem Wasser aufgestellt.

$$\begin{bmatrix} M_{O_2} \\ M_{N_2} \\ M_{H_2O} \\ M_{H_2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34} \\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ I_{H_2O} \\ 0 \end{bmatrix} \quad (4.18)$$

Gleichung 4.9 nimmt nun die folgende Form an:

$$I_{H_2O} = M_{O_2} + M_{N_2} + M_{H_2O} + M_{H_2} \quad (4.19)$$

Die Summanden in Gleichung 4.19 können nicht direkt gemessen werden, aber es ist möglich, sie aus den Abgasmeßwerten zu berechnen, wobei die gestrichenen Größen wieder für die Werte im Abgas stehen:

$$M_{O_2} = (M'_{O_2} - \frac{T}{T'}(A_{O_2}E_{O_2O_2} + A_{N_2}E_{N_2O_2} + A_{H_2}E_{H_2O_2}))\frac{T'}{TA_{H_2O}} \quad (4.20)$$

$$M_{N_2} = (M'_{N_2} - \frac{T}{T'}(A_{O_2}E_{O_2N_2} + A_{N_2}E_{N_2N_2} + A_{H_2}E_{H_2N_2}))\frac{T'}{TA_{H_2O}} \quad (4.21)$$

$$M_{H_2O} = (M'_{H_2O} - \frac{T}{T'}(A_{O_2}E_{O_2H_2O} + A_{N_2}E_{N_2H_2O} + A_{H_2}E_{H_2H_2O}))\frac{T'}{TA_{H_2O}} \quad (4.22)$$

$$M_{H_2} = (M'_{H_2} - \frac{T}{T'}(A_{O_2}E_{O_2H_2} + A_{N_2}E_{N_2H_2} + A_{H_2}E_{H_2H_2}))\frac{T'}{TA_{H_2O}} \quad (4.23)$$

$M_X$  : gemessene Intensität im  $X$ -Meßkanal, wenn mit reinem Wasser geeicht würde

$A_X$  : Anteil der Spezies  $X$  im Abgas

$E_{XY}$  : Intensität im Kanal  $Y$  bei Eichung mit 100% der Spezies  $X$

Die Größen  $E_{XY}$ , die angeben, wie stark die Spezies  $X$  bei ihrer Eichung in den Kanal  $Y$  überspricht, sind aus den Eichmessungen mit  $O_2$ ,  $N_2$  und  $H_2$  bekannt.

Das Ergebnis wird noch etwas genauer, wenn die Meßwerte  $M_X$  mit  $q_{H_2O}(T_0)/q_{H_2O}(T)$  multipliziert werden, wobei  $q_{H_2O}(T_0)$  der temperaturabhängige Ramanquerschnitt von Wasser bei Raumtemperatur und  $q_{H_2O}(T)$  der Querschnitt bei Abgastemperatur ist.

Mit den erhaltenen Werten kann eine Eichung mit 100% Wasser simuliert werden. Somit lassen sich alle Koeffizienten der Übersprechmatrix berechnen.

## 4.6 Eichung auf Reingase

Die gemessene Intensität  $I_X$  einer Spezies  $X$  wird durch die Intensität  $E_X$  bei der Eichmessung dividiert. Die Inhomogenitäten im Lasersheet gleichen sich aus, weil sie auch in der Eichmessung vorhanden sind.

Man erhält die Konzentration  $K_X$  einer Spezies  $X$ :

$$K_X = \frac{I_X}{E_X} \quad (4.24)$$

Hieraus werden nach Abschnitt 2.2.2 die Temperaturen berechnet und die Ramandaten mit dem temperaturabhängigen Ramanquerschnitt korrigiert.

## 4.7 Einzelschritte der Auswertung, illustriert an einer McKenna-Flamme

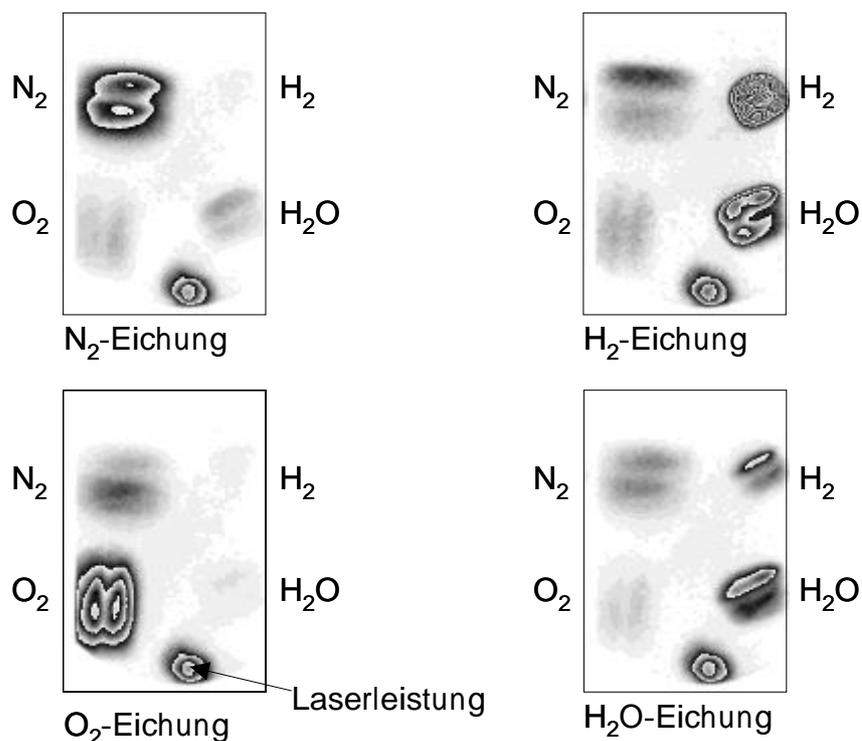


Abbildung 4.6: Rohbilder einer Eichung an Reingasen und am McKenna-Abgas für die Wassereichung. Bis auf die  $H_2$ -Messung sind jeweils 10 Bilder gemittelt. Deutlich ist zu sehen, wie das Messsignal eines reinen Gases auf die anderen Kanäle überspricht. Die Laserleistung wird mit Hilfe einer Glasfaser mitgemessen, die Rayleighstreulicht des Lasers auf die Kamera überträgt.

Abbildung 4.6 zeigt die Rohbilder aus einer Eichmessung mit Reingasen. Bei  $O_2$ ,  $N_2$  und  $H_2$  wird die jeweilige Spezies direkt in das Meßvolumen eingeblasen. Für die  $H_2O$ -Eichung wird der McKenna-Brenner mit einem definierten Gasgemisch betrieben und daraus der Wasseranteil im Abgas berechnet. Die Eichmessung erfolgt im Abgas des Brenners.

Bei  $O_2$ ,  $N_2$  und  $H_2O$  sind in diesem Fall 10 Bilder gemittelt. Das  $H_2$ -Signal besteht nur aus 4 gemittelten Bildern, weil bei einigen Bildern Umgebungsluft im Meßvolumen die Messung verfälschte.

Die Messungen zeigen deutlich, wie die Ramansignale der einzelnen Spezies jeweils auf die Meßkanäle der anderen Spezies übersprechen. Auch die Inhomogenität des Lasersheets ist zu sehen. Sie wird prinzipbedingt durch das Multipassverfahren verursacht.

Die Laserleistung wird mit Hilfe einer Glasfaser, in die Rayleighstreulicht des Lasers eingekoppelt wird, mitgemessen.

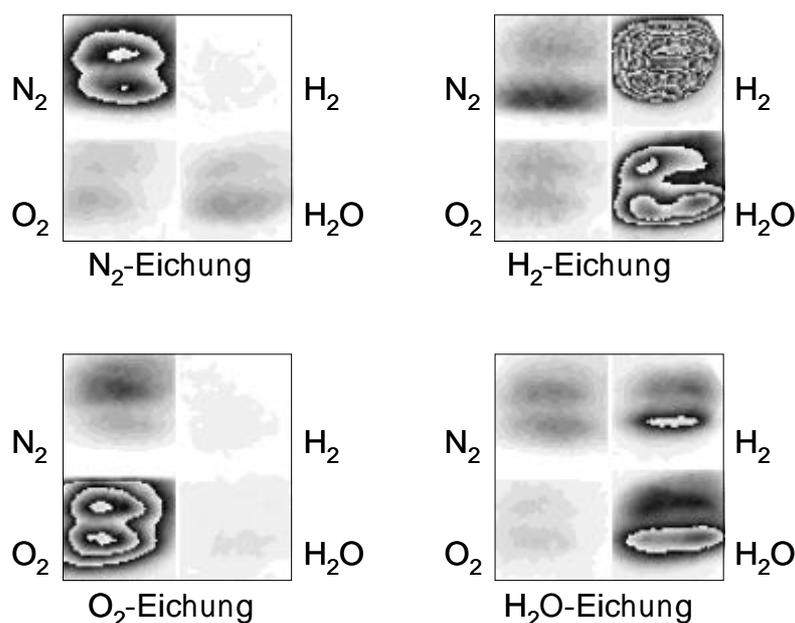


Abbildung 4.7: Eichbilder nach der Ortskorrektur. Das Abbild jeder einzelnen Spezies entspricht einem Meßbereich von  $4\text{mm} \times 4\text{mm}$ .

Abbildung 4.7 zeigt die Eichbilder nach der Ortskorrektur. Die Bilder der einzelnen Spezies liegen jetzt ortsrichtig entzerrt und besitzen die gleiche Größe. Die Abbildung jeder Spezies entspricht einem Meßbereich von  $4\text{mm} \times 4\text{mm}$ . Die Abbildung verdeutlicht noch einmal die Aussagen zu Abbildung 4.6, die durch die korrekte Ortsabbildung jetzt einfacher zu erkennen sind.

Zur besseren Illustration des Übersprechens sind in Abbildung 4.8 alle Kanäle durch ihr unkorrigiertes Eichbild dividiert worden. Das heißt, im  $O_2$ -Eichbild wurde der  $O_2$ -Kanal durch das  $O_2$ -Eichbild dividiert, der  $N_2$ -Kanal durch das  $N_2$ -Eichbild usw. Das entspricht einer Auswertung ohne Übersprechkorrektur, die nur die Inhomogenität des Lasersheets eliminiert.

Im  $O_2$ -Eichbild ist der  $O_2$ -Kanal daher homogen und gleich 1. Das in den anderen Kanälen noch detektierte Signal ist das Übersprechen des  $O_2$ -

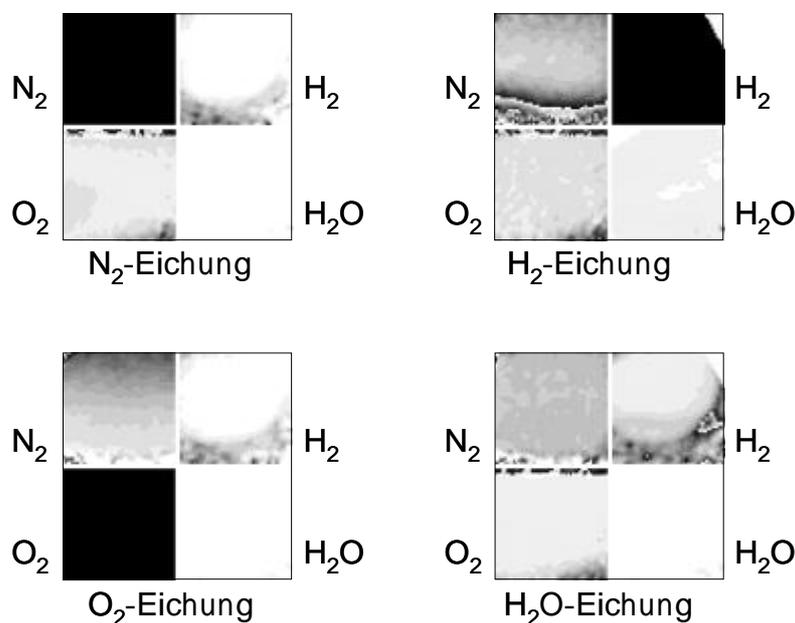


Abbildung 4.8: Eichbilder nach der Rohnormierung ohne Übersprechkorrektur. Jeder Meßkanal wurde durch sein Eichbild korrigiert. Die Laserinhomogenität verschwindet und das Übersprechen wird klar sichtbar.

Ramans auf die anderen Meßkanäle. Die quantitativen Größen des Übersprechens sind im Abschnitt 3.8 angegeben.

Entsprechendes gilt für die anderen Bilder mit Ausnahme des Wassers, das ja im McKenna-Abgas gemessen wurde. Im  $H_2$ -Eichbild existiert eine Ecke ohne Meßsignal, weil der Ortsbereich nicht vollständig auf die Kamera abgebildet werden konnte.

Nach vollständiger Auswertung inklusive Übersprechkorrektur ergibt sich Abbildung 4.9. In jedem Eichbild ist nun das Signal gleich 1. Es gibt kein Signal mehr auf den anderen Kanälen, das Übersprechen ist vollständig korrigiert. Die Intensitäten bei der Wassereichung entsprechen den zuvor errechneten.

Der Algorithmus zur Übersprechkorrektur funktioniert jedoch nicht für jedes Pixel der Auswertung. Für jeden Ortspunkt muß in jedem Kanal hinreichend viel Meßsignal zur Verfügung stehen. Wenn die Signalintensität nicht ausreicht, liefert der Algorithmus kein sinnvolles Ergebnis. Diese Bereiche sind ausgeblendet.

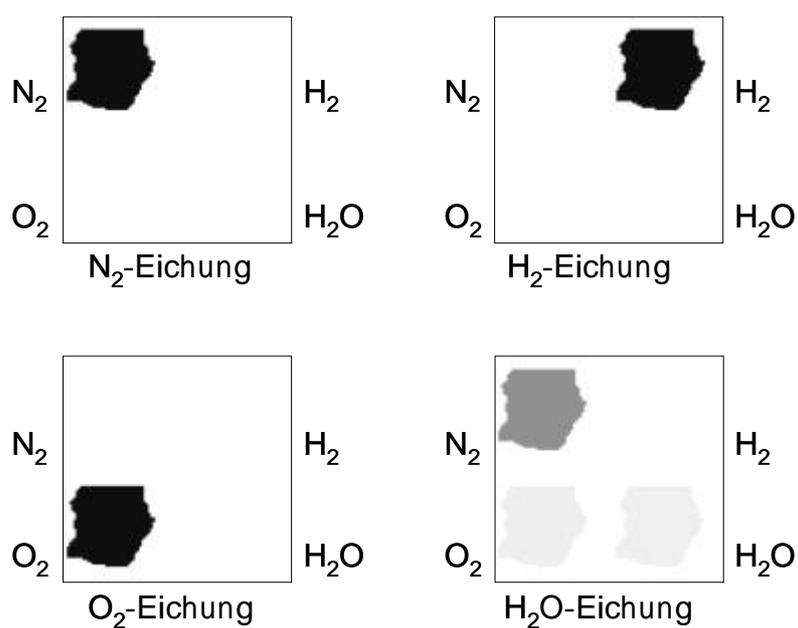


Abbildung 4.9: Eichbilder nach Übersprechkorrektur und Normierung. Bereiche, die durch die Übersprechkorrektur nicht ausgewertet werden können, sind ausgeblendet. Die Intensitäten bei der Wassereichung entsprechen der vorher berechneten Abgaszusammensetzung des McKenna-Brenners.

# Kapitel 5

## Ergebnisse

### 5.1 Photoelektronenstatistik

Bei bekanntem Signal-Rausch-Verhältnis ist es möglich, die an der Kathode des Bildverstärkers auftretenden Photoelektronen zu berechnen, wenn das System der Poisson-Statistik genügt. Das bedeutet, das Rauschen wird durch statistische Ursachen dominiert und andere Rauschquellen, wie z.B. Pixelrauschen auf der Kamera, sind minimal. Desweiteren wird angenommen, daß das Rauschen, das bei der Erzeugung von Photoelektronen am Bildverstärker entsteht, maßgeblich für das Gesamtrauschen des Systems ist. Dies darf angenommen werden, weil nach dem Bildverstärker eine hohe Anzahl von Photonen für die Kamera zur Verfügung steht, so daß das Kamerarauschen vernachlässigt werden kann.

Da das Thema Rauschen und Photoelektronenstatistik immer wieder zu Verwirrung führt, werden die Zusammenhänge hier noch einmal illustriert. An Literatur zur Fehlerrechnung sind z.B. [Wel], [Squ] und [Tay] empfehlenswert.

Es gilt für die gemessene Intensität  $I$  bei einer Messung aus  $N$  Messungen:

$$I_i = cn_i \quad (5.1)$$

- $I_i$  : gemessene Intensität
- $c$  : experimentelle Konstante
- $n_i$  : Anzahl der Photoelektronen
- $i$  : Index der Messung  $i \in 1..N$

Mit der Definition des Mittelwertes der Intensität  $\bar{I}$

$$\bar{I} = \frac{\sum_{i=1}^N I_i}{N} \quad (5.2)$$

ist die Varianz der Intensität  $s_I$  definiert als

$$s_I^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (I_i - \bar{I})^2}{N} \quad (5.3)$$

Also gilt nach Gleichung 5.1

$$s_I^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (I_i - \bar{I})^2}{N} = \frac{\sum_{i=1}^N (cn_i - c\bar{n})^2}{N} \quad (5.4)$$

Daraus läßt sich die relative Standardabweichung  $\frac{s_I}{\bar{I}}$  bilden:

$$\frac{s_I}{\bar{I}} = \frac{\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (I_i - \bar{I})^2}{N}}}{\bar{I}} = \frac{\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (cn_i - c\bar{n})^2}{N}}}{c\bar{n}} \quad (5.5)$$

$$\Leftrightarrow \frac{s_I}{\bar{I}} = \frac{c \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (n_i - \bar{n})^2}{N}}}{c\bar{n}} \quad (5.6)$$

$$\Leftrightarrow \frac{s_I}{\bar{I}} = \frac{\sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (n_i - \bar{n})^2}{N}}}{\bar{n}} \quad (5.7)$$

$$\Leftrightarrow \frac{s_I}{\bar{I}} = \frac{s_n}{\bar{n}} \quad (5.8)$$

wobei  $s_n$  die Standardabweichung der Photoelektronen ist. Laut Poissonstatistik gilt aber:

$$s_n = \sqrt{\bar{n}} \quad (5.9)$$

Gleichung 5.8 wird damit zu

$$\frac{s_I}{\bar{I}} = \frac{\sqrt{\bar{n}}}{\bar{n}} \quad (5.10)$$

$$\Leftrightarrow \frac{s_I}{\bar{I}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{n}}} \quad (5.11)$$

Aufgelöst nach der mittleren Anzahl der Photoelektronen  $\bar{n}$  ergibt sich:

$$\bar{n} = \left(\frac{\bar{I}}{s_I}\right)^2 \quad (5.12)$$

Das heißt: Wenn ein Meßsystem der Poisson-Statistik genügt, ist die mittlere Anzahl der Photoelektronen gleich dem Signal-Rausch-Verhältnis zum Quadrat.

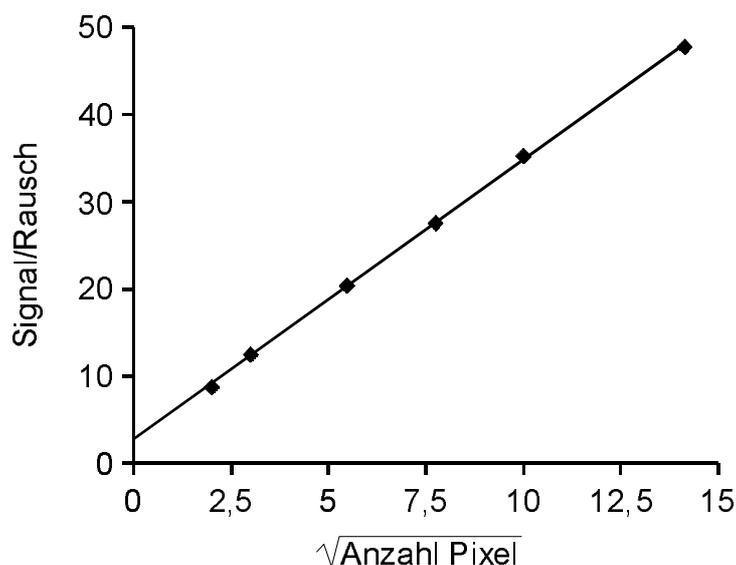


Abbildung 5.1: Test, ob das Meßsystem der Poisson-Statistik genügt. Gezeigt ist das Signal-Rausch-Verhältnis des Meßsignals, integriert über verschiedene Anzahlen von Pixeln. Die Werte wurden aus 100 Messungen ermittelt.

Abbildung 5.1 zeigt, ob das Meßsystem der Poisson-Statistik genügt. Zu diesem Zweck wurden 100 Bilder an Raumluft aufgenommen. Das  $N_2$ -Ramansignal wurde über verschieden große Pixelflächen integriert und für jede Fläche das Signal-Rausch-Verhältnis berechnet.

In der Abbildung ist das Signal-Rausch-Verhältnis gegen die Wurzel aus der Anzahl der Kamerapixel, über die integriert wurde, aufgetragen. Es ergibt sich eine exakte Gerade. Das System genügt also der Poisson-Statistik.

Damit sind die natürlichen statistischen Fehler der begrenzende Faktor für die Genauigkeit des Meßsystems. Andere Fehler, wie Kamerarauschen, Streulicht usw. können vernachlässigt werden.

## 5.2 Genauigkeit und Reproduzierbarkeit

Für die Messung der Genauigkeit des Meßsystems wurden 100 Bilder von Raumluft im Einzelschuß aufgenommen. Die Kamera wurde wie bei den echten Messungen mit  $4 \times 4$ -Binning betrieben.

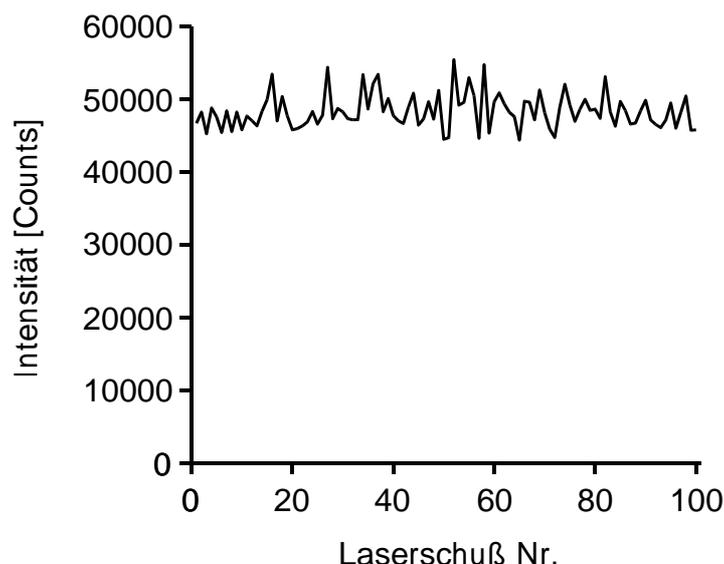


Abbildung 5.2: Genauigkeit des Meßsystems. 100 Laserschüsse an Raumluft. Die Intensität zeigt alle Counts im  $N_2$ -Meßbereich, die über einen Bereich von  $320\mu m^2$  aufsummiert worden sind. Die Schwankungen in der Laserleistung sind herauskorrigiert. Die Laserleistung wurde über das Gesamtsignal von  $N_2$  gemessen

Abbildung 5.2 zeigt die Intensität des  $N_2$ -Ramansignals für 100 verschiedene Laserschüsse. Das Meßsignal wurde über einen Bereich von  $320\mu m^2$  integriert. Das entspricht 30 Pixeln auf der Kamera.

Schwankungen in der Laserleistung sind herauskorrigiert. Zur Messung der Laserleistung wurde das gesamte  $N_2$ -Ramansignal integriert.

Die mittlere Intensität beträgt  $48350 \pm 2372 \text{ Counts}$ , was einem Signal-Rausch-Verhältnis von 20 oder nach Gleichung 5.12 400 Photoelektronen entspricht. Das ergibt für die gewählte Einstellung (9 auf der Skala des Bildverstärkers) 120 Counts/Photoelektron.

Die Messung der Laserleistung über das  $N_2$ -Ramansignal selbst ist unter den Meßbedingungen in einer Flamme nicht durchführbar. Deshalb wurde die Laserleistung im Normalfall mit Hilfe einer Glasfaser gemessen. Streulicht

des Lasers an Raumluft wurde in die Glasfaser eingekoppelt und mit auf die Kamera geleitet. Damit ist die Laserleistung für jedes Einzelbild bekannt.

Eine Alternative für die Leistungsmessung besteht darin, einen Teil des Laserstrahls über einen teildurchlässigen Spiegel auszukoppeln. Die Messung von diffusem Streulicht reagiert jedoch nicht so empfindlich auf Intensitätsschwankungen innerhalb des Laserprofils.

Trotzdem ist die verwendete Meßmethode ungenauer als die Leistungsmessung mittels Ramanstreuung. Bei der Messung der Laserleistung mittels Rayleighstreuung kommt man im vorhergehenden Fall auf eine mittlere Intensität von  $48410 \pm 2904 \text{ Counts}$ , also auf ein Signal/Rausch-Verhältnis von 16,6.

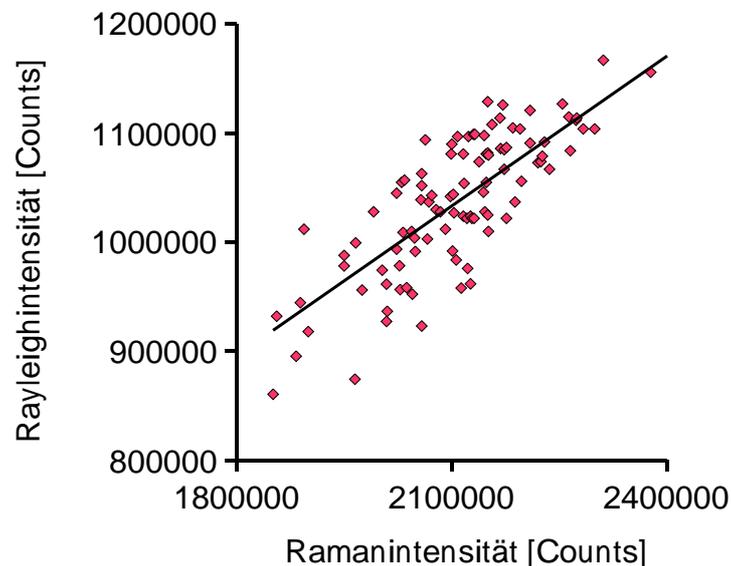


Abbildung 5.3: Korrelation zwischen der Laserleistungsmessung mittels Raman- und Rayleighstreulicht. Die Ramanintensität ist das gesamte integrierte Ramansignal des  $N_2$ -Kanals. Das Rayleighsignal ist Streustrahlung des Lasers, die über eine Glasfaser mit auf die Kamera gebracht wurde.

Abbildung 5.3 zeigt die Korrelation zwischen den beiden Meßmethoden für die Laserleistung. Sie beträgt 0,78.

### 5.3 Homogene Gasgemische

Um eine genaue Charakterisierung des Meßsystems zu erhalten, benötigt man nicht nur die Empfindlichkeit, sondern es muß auch ermittelt werden, ob sich das System linear verhält und ob es bei vorgegebenen Gasgemischen die richtigen Ergebnisse liefert. Das ermöglicht zugleich eine Überprüfung der komplexen Auswerteroutinen.

In diesem Abschnitt werden deshalb vorgegebene Konzentrationen von  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $H_2$  und  $H_2O$  mit den Meßwerten des 2D-Raman-Systems nach der Auswertung verglichen.

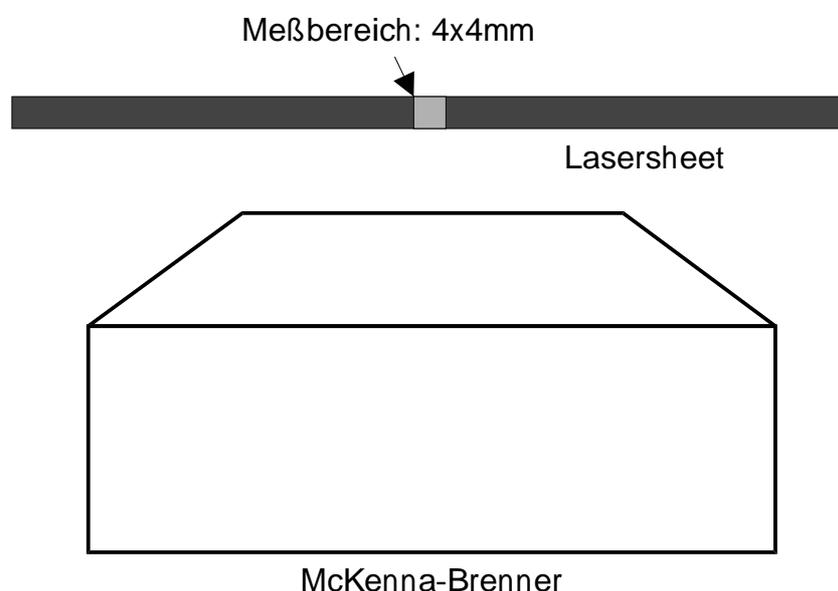


Abbildung 5.4: Aufbau zur Messung verschiedener Gasgemische. Vorgegebene Gaskonzentrationen werden durch den McKenna Brenner in das Meßvolumen eingeblasen. Das Meßvolumen befindet sich  $25\text{mm}$  oberhalb der Brennermatrix.

Abbildung 5.4 zeigt den experimentellen Aufbau. Das Lasersheet durchstrahlt ein Meßvolumen von  $4\text{mm} \times 4\text{mm}$ . Das Meßvolumen befindet sich  $25\text{mm}$  oberhalb der Matrix (Durchmesser:  $60\text{mm}$ ) eines McKenna-Brenners. Durch die Brennermatrix werden vorgegebene Gasgemische in das Meßvolumen eingeblasen. Dabei wird jeweils der Anteil einer Spezies variiert.

Für die Messungen von  $O_2$ ,  $N_2$  und  $H_2$  wurden Kaltgasgemische benutzt, um eventuell störende Interferenzen zu vermeiden. Die Konzentration der zu

messenden Spezies wurde dabei mit Hilfe von Flußreglern der Firma Tylan eingestellt.

Da für die Messungen von  $H_2O$  keine Kaltgasgemische verwendet werden konnten, wurde hier der Anteil von Wasser im Abgas einer Flamme gemessen. Mit den Flußreglern wurde der  $H_2$ -Anteil des zugeführten Gases variiert. Daraus kann der theoretische  $H_2O$ -Molenbruch errechnet werden.

Die hier vorgestellten Messungen wurden im Einzelschuß durchgeführt. Die Intensität eines Meßwertes ist durch die Integration über ein Auflösungselement von  $320\mu m^2$  entstanden. Durch alle Meßwerte wurde eine Regressionsgerade gelegt.

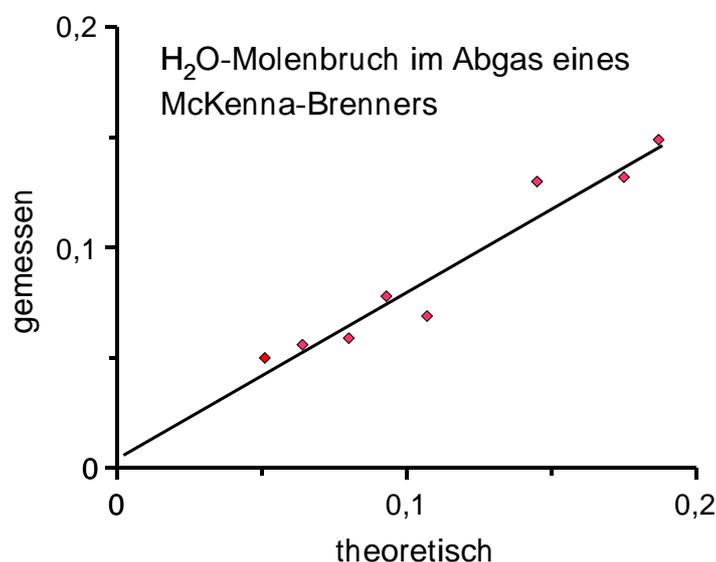


Abbildung 5.5:  $H_2O$ -Molenbruch im Abgas einer  $H_2$ -Luft-Flamme eines McKenna-Brenners. Der Zustrom von  $H_2$  wurde kontrolliert variiert und daraus der theoretische Wasseranteil errechnet.

Abbildung 5.5 zeigt den gemessenen  $H_2O$ -Molenbruch im Abgas eines McKenna-Brenners im Vergleich mit der Theorie. Der Brenner wurde in diesem Falle mit einem  $H_2$ -Luft-Gemisch betrieben, wobei der  $H_2$ -Anteil variiert wurde. Messungen bei einem fetten Gasgemisch waren nicht möglich, weil die Brennermatrix bei den verwendeten Gasflüssen trotz Wasserkühlung anfang, zu glühen.

Der gemessene  $H_2O$ -Anteil steigt linear mit dem theoretischen Wert, aber die Steigung liegt unter dem zu erwartenden Wert. Dieser Effekt könnte durch die Verbreiterung der Ramanlinie des Wassers bei höheren Temperaturen zustande kommen. Außerdem zeigt die Regressionsgerade einen leichten

positiven Offset am Nullpunkt. Offsets können entstehen, wenn Streustrahlung als Hintergrund in einen Kanal eindringt. Negative Offsets sind ebenfalls möglich, falls Streustrahlung auf die Kamera fällt und der Hintergrundabzug dadurch zu stark ausfällt.

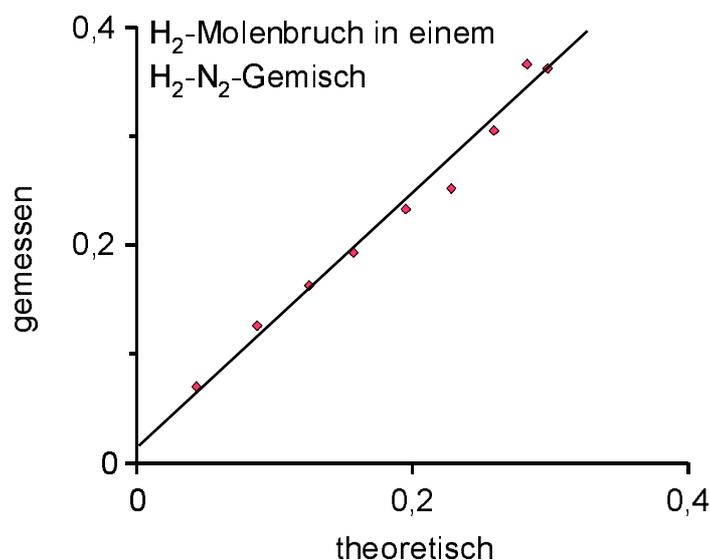


Abbildung 5.6:  $H_2$ -Molenbruch in einem  $H_2-N_2$ -Gasgemisch. Der  $H_2$ -Anteil wurde mit einem Flußregler kontrolliert variiert.

Abbildung 5.6 zeigt den gemessenen  $H_2$ -Molenbruch in einem  $H_2-N_2$ -Kaltgasgemisch. Neben dem hervorragendem linearen Fit fällt ein kleiner positiver Offset am Nullpunkt sowie eine etwas überhöhte Steigung auf.

Abbildung 5.7 zeigt den gemessenen  $O_2$ -Molenbruch in einem  $O_2-N_2$ -Gasgemisch. Der Anteil von  $O_2$  wurde variiert. Bis auf einen positiven Offset am Nullpunkt zeigt die Regressionsgerade das theoretisch zu erwartende Verhalten.

In den realen Flammenmessungen wird sich jedoch zeigen, daß der Sauerstoffkanal anfällig gegenüber Streulichtstörungen ist, die trotz Butylacetatfilter in den Kanal eindringen.

Abbildung 5.8 zeigt den gemessenen  $N_2$ -Molenbruch in einem  $O_2-N_2$ -Gasgemisch. Auch hier zeigen die Meßpunkte wieder ein sehr gutes lineares Verhalten. Es gibt praktisch keinen Offset am Nullpunkt, aber die Steigung der Regressionsgeraden liegt etwas unter dem erwarteten Wert.

Die Ergebnisse in diesem Abschnitt zeigen, daß das 2D-Raman-Meßsystem unter idealen Bedingungen gut für seine Aufgaben geeignet ist. Es verhält sich hervorragend linear und liefert trotz des Übersprechens zwischen den Kanälen die richtigen Ergebnisse.

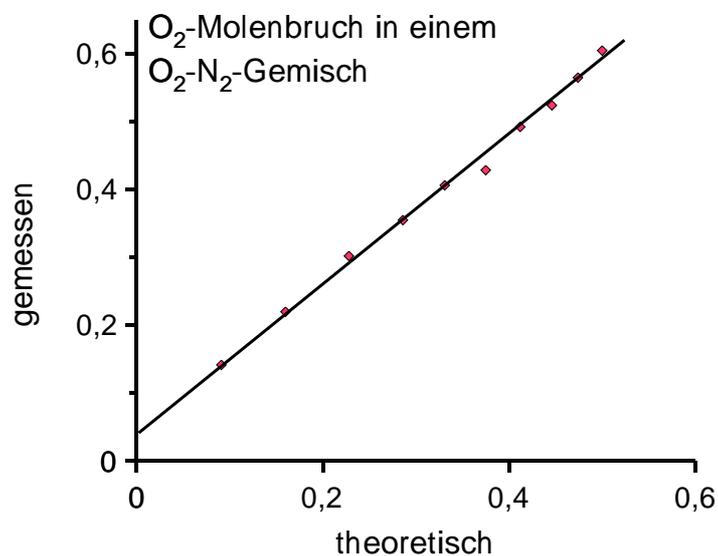


Abbildung 5.7: Gemessener  $O_2$ -Molenbruch in einem  $O_2$ - $N_2$ -Gasgemisch bei Variation von  $O_2$

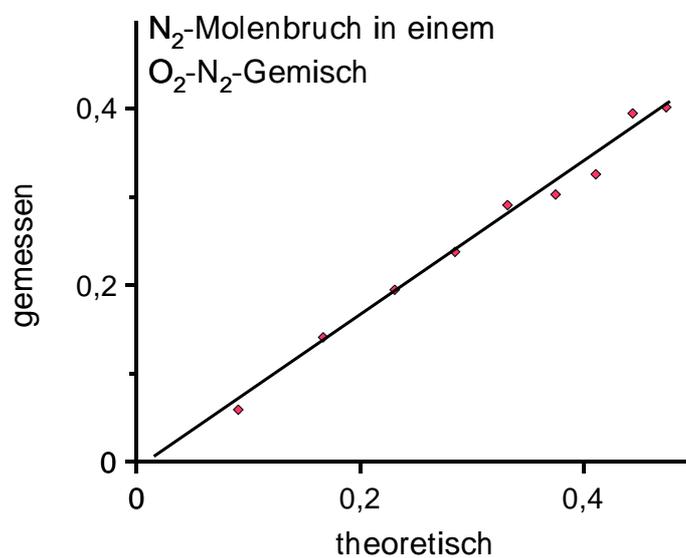


Abbildung 5.8: Gemessener  $N_2$ -Molenbruch in einem  $O_2$ - $N_2$ -Gasgemisch bei Variation von  $N_2$ .

## 5.4 Kaltgaswirbel

Die große Innovation des 2D-Raman-Meßsystems besteht darin, daß erstmals vier Spezies simultan im Einzelschuß und 2D-orts aufgelöst detektiert werden können. In diesem Kapitel wird dargestellt, wie das Meßsystem zur 2D-Messung von Kaltgaswirbeln verwendet werden kann.

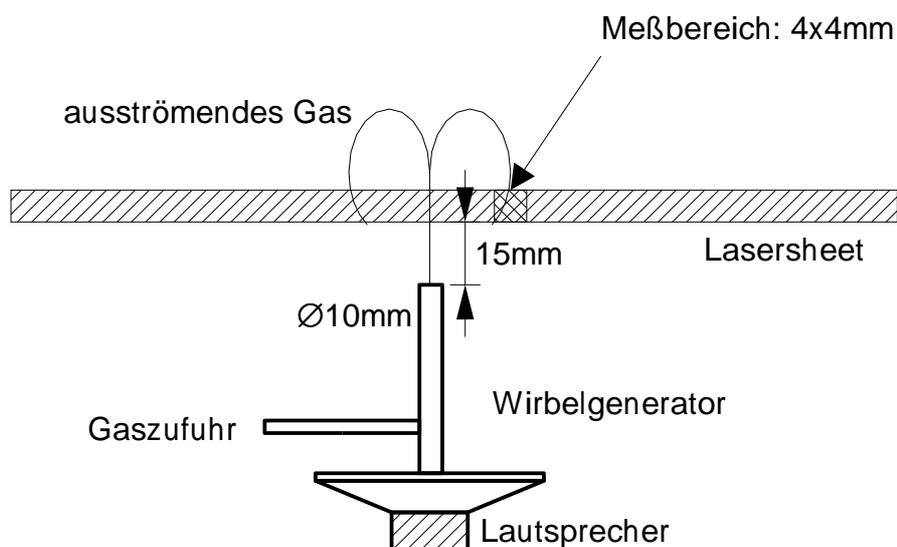


Abbildung 5.9: Experimenteller Aufbau zur Messung von Kaltgaswirbeln. Ein Wirbelgenerator erzeugt Gaswirbel, die von einem Lasersheet durchstrahlt werden. Das 2D-Ramanmeßsystem mißt simultan die beteiligten Gasbestandteile. Das Lasersheet ist in dieser Ansicht stark vergrößert.

Abbildung 5.9 zeigt den experimentellen Aufbau zu der hier vorgestellten Meßreihe. Mit einem Wirbelgenerator wird ein Gaswirbel im Meßvolumen erzeugt. Wie auch in vielen technischen Verbrennungen, besteht der Wirbel aus zwei Komponenten, wobei die eine Komponente in die umgebende Raumluft eingeblasen wird. Das 2D-Raman-Meßsystem mißt simultan die beteiligten Komponenten im Einzelschuß.

Der Wirbelgenerator besteht aus einem Lautsprecher mit einem aufgesetzten Rohrstück. Der Lautsprecher besitzt eine Kalotte aus Kunststoff und ist somit gas- und wasserdicht. In das Rohrstück wird ein Gas eingeblasen. Wenn der Lautsprecher einen Impuls bekommt, wird das Gas im Rohr

plötzlich ausgeblasen und oberhalb des Rohres entsteht in der Schnittebene des Meßvolumens ein spiralförmiger Wirbel. In einer Höhe von  $15\text{mm}$  oberhalb des Rohres wird der Wirbel mit dem Meßsystem beobachtet.

Der Wirbelgenerator wird normalerweise für die Verifizierung von GIV-Messungen in unserer Arbeitsgruppe benutzt [Grü99] und die Größe der erzeugten Wirbelringe liegt im  $\text{cm}$ -Bereich. Da die Meßfläche des 2D-Ramansystems nur  $4 \times 4\text{mm}$  beträgt, können nur Wirbelausschnitte sichtbar gemacht werden.

Die folgenden Messungen zeigen exemplarisch mehrere Bilder, bei denen Sauerstoff und Wasserstoff mit dem Wirbelgenerator in Raumluft eingeblassen wurden

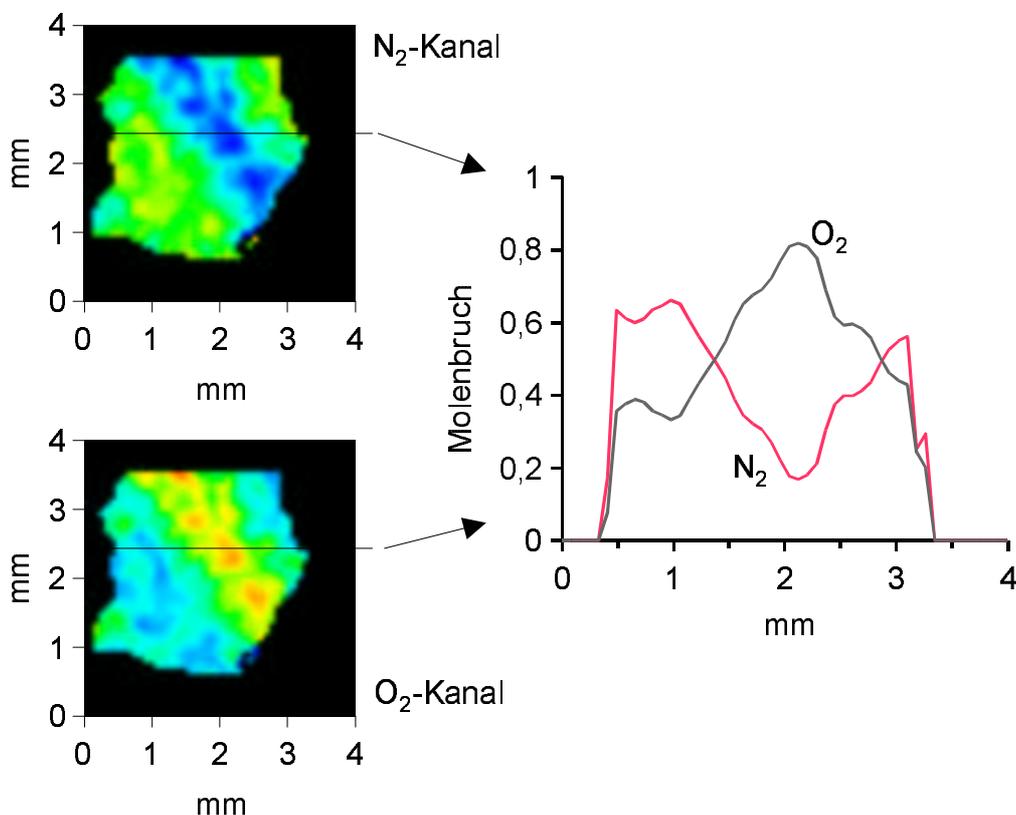


Abbildung 5.10: Kaltgaswirbel. Sauerstoff strömt in Raumluft. Das Bild wurde im Einzelschuß aufgenommen. Die Profile zeigen die Molenbrüche von O<sub>2</sub> und N<sub>2</sub>. Beide Profile entstanden aus der Mittelwertbildung über einen  $320\mu\text{m}$  breiten horizontalen Streifen.

In der ersten Meßreihe wurde Sauerstoff durch das Rohr in Raumluft geblasen. Der Wirbel befand sich  $15\text{mm}$  oberhalb des Rohres und der Laser

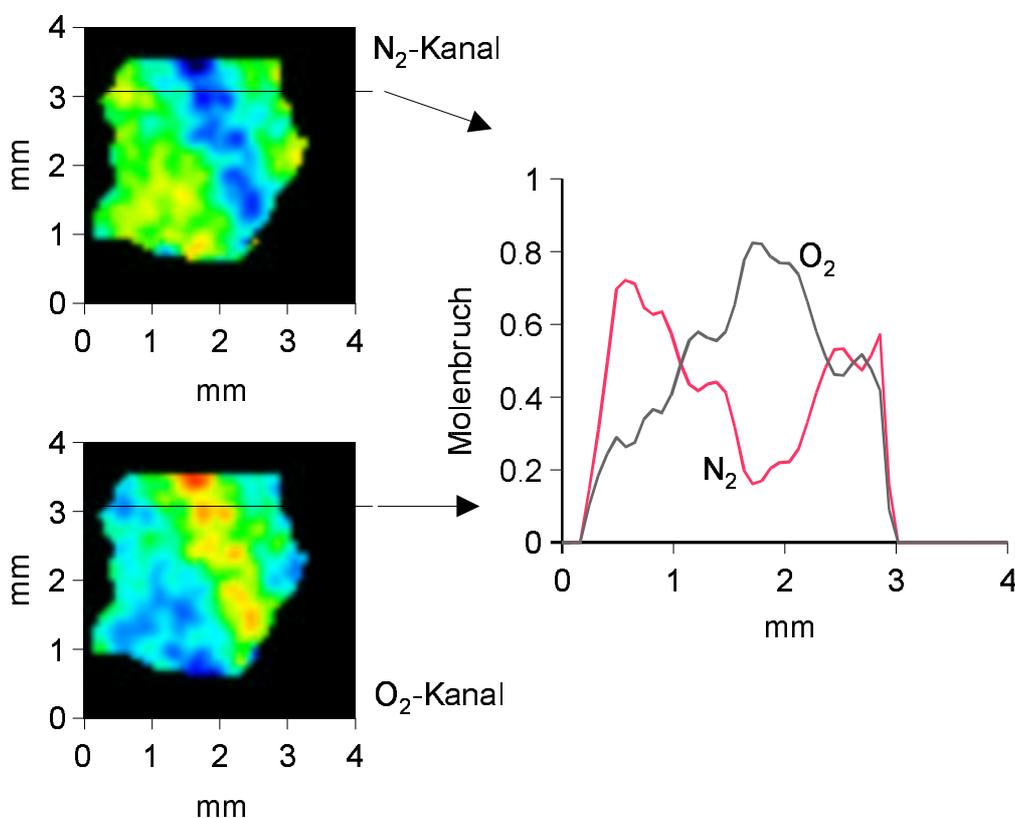


Abbildung 5.11: Kaltgaswirbel. Sauerstoff strömt in Raumluft. Das Bild ist im Einzelschuß aufgenommen. Die Profile zeigen die Molenbrüche von  $O_2$  und  $N_2$ . Beide Profile entstanden aus der Mittelwertbildung über einen  $320\mu m$  breiten horizontalen Streifen.

feuerte  $17ms$  nach dem Lautsprecherpuls. Alle Bilder wurden im Einzelschuß aufgenommen.

Die Abbildungen 5.10 bis 5.13 zeigen einen Wirbelausschnitt von Sauerstoff in Raumluft. Alle Bilder entstanden an der selben Position mit den selben experimentellen Parametern. Die Bilder zeigen die relativen Konzentrationen von  $O_2$  und  $N_2$  in einem Bereich von  $4 \times 4mm$ . Sie sind mit einer Falschfarbenskala dargestellt. Zur Verdeutlichung der Intensitätswerte wurde durch alle Bilder ein horizontales Profil von  $320\mu m$  gezogen.

Sehr gut ist zu sehen, wie der Sauerstoff von links oben nach rechts unten durch den Meßbereich strömt. Die auf allen Bildern zu beobachtenden Flecken werden zum Teil durch die Photoelektronenstatistik verursacht, andererseits werden die folgenden Kapitel noch zeigen, daß die Sauerstoffmessungen empfindlich für Streulicht aller Art sind, was sich in einem hohen

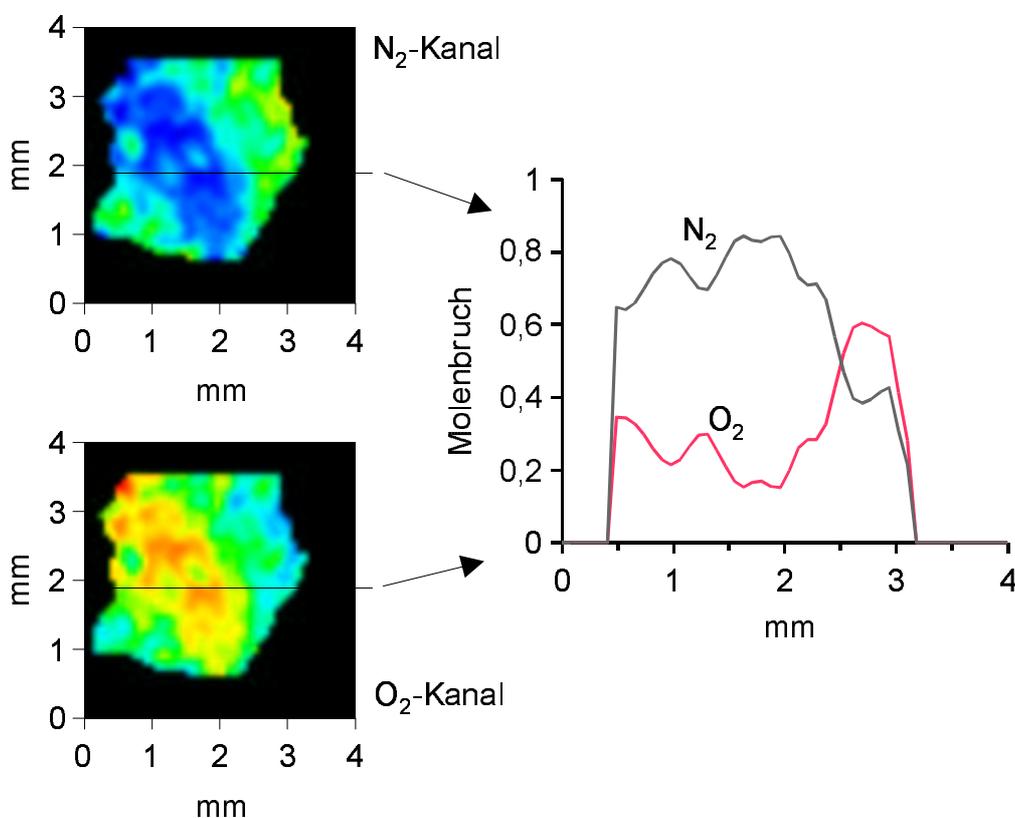


Abbildung 5.12: Kaltgaswirbel. Sauerstoff strömt in Raumluft. Das Bild wurde im Einzelschuß aufgenommen. Die Profile zeigen die Molenbrüche von  $O_2$  und  $N_2$ . Beide Profile entstanden aus der Mittelwertbildung über einen  $320\mu m$  breiten horizontalen Streifen.

Rauschen in diesem Kanal niederschlägt.

Die vom Wirbelgenerator erzeugten Wirbel sind für die in unserer Arbeitsgruppe durchgeführten GIV-Messungen als quasistationär anzusehen, das heißt, sie sind reproduzierbar, weil zum Zeitpunkt eines Laserschusses stets die gleichen Bedingungen am Meßort herrschen. Auf der kleineren Ortsskala des 2D-Ramansystems ist das aber offensichtlich nicht der Fall. Der Sauerstoffjet schwankt auf den dargestellten Bildern in seiner Breite zwischen  $0,8$  und  $1,5 mm$  und seine horizontale Position schwankt ebenfalls um mehrere Millimeter.

Die schwarzen Bereiche sind die Gebiete, in denen die Übersprechkorrektur nicht korrekt funktioniert, weil in einem der Kanäle zu geringe Intensität herrscht. Die Größe dieses Bereiches wird im wesentlichen durch die Ausleuchtung des  $H_2$ -Kanals bestimmt, der aus optischen Gründen nicht voll-

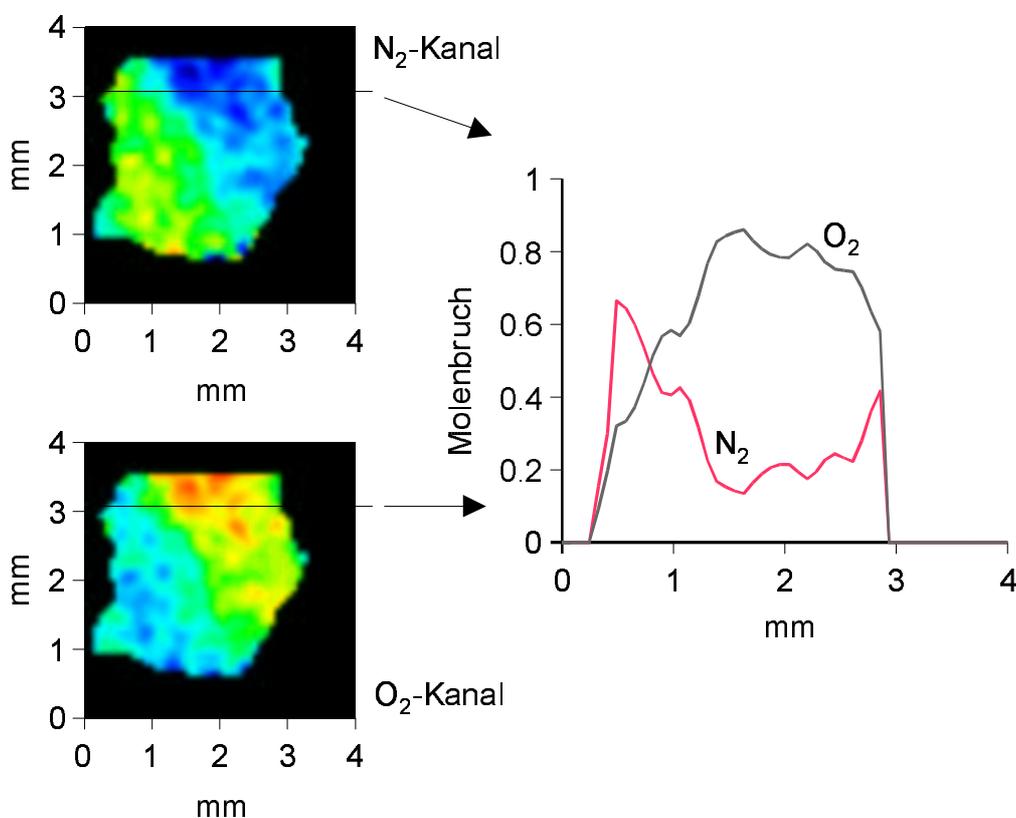


Abbildung 5.13: Kaltgaswirbel. Sauerstoff strömt in Raumluft. Das Bild wurde im Einzelschuß aufgenommen. Die Profile zeigen die Molenbrüche von  $O_2$  und  $N_2$ . Beide Profile entstanden aus der Mittelwertbildung über einen  $320\mu m$  breiten horizontalen Streifen.

ständig abgebildet wird. Je nach gemessenen Konzentrationen und Spezies macht sich das unterschiedlich stark in den anderen Meßkanälen bemerkbar. Aus auswertetechnischen Gründen wurde immer die gleiche Maske zum Ausblenden des unsicheren Bereiches benutzt.

Die Profile zeigen, daß Sauerstoff und Stickstoff in keinem Falle vollständig entmischt sind. Es bleibt im  $O_2$ -Jet ein Restanteil von ca. 20%  $N_2$ . Die Breite der Flanken beim Übergang von  $O_2$  zu  $N_2$  beträgt 0,75 bis 1mm.

In der folgenden Meßserie wurde reiner Wasserstoff mit dem Wirbelgenerator in das Meßvolumen eingeblasen.

Die Abbildungen 5.14 und 5.15 zeigen exemplarisch zwei Aufnahmen aus dieser Meßserie. Bis auf den Wasserstoff als Wirbelgas und den Gasdruck vor dem Wirbelgenerator stimmen alle Parameter mit der vorherigen Meßserie überein. Diesesmal sind für eine Messung die Bilder von Sauerstoff, Stickstoff

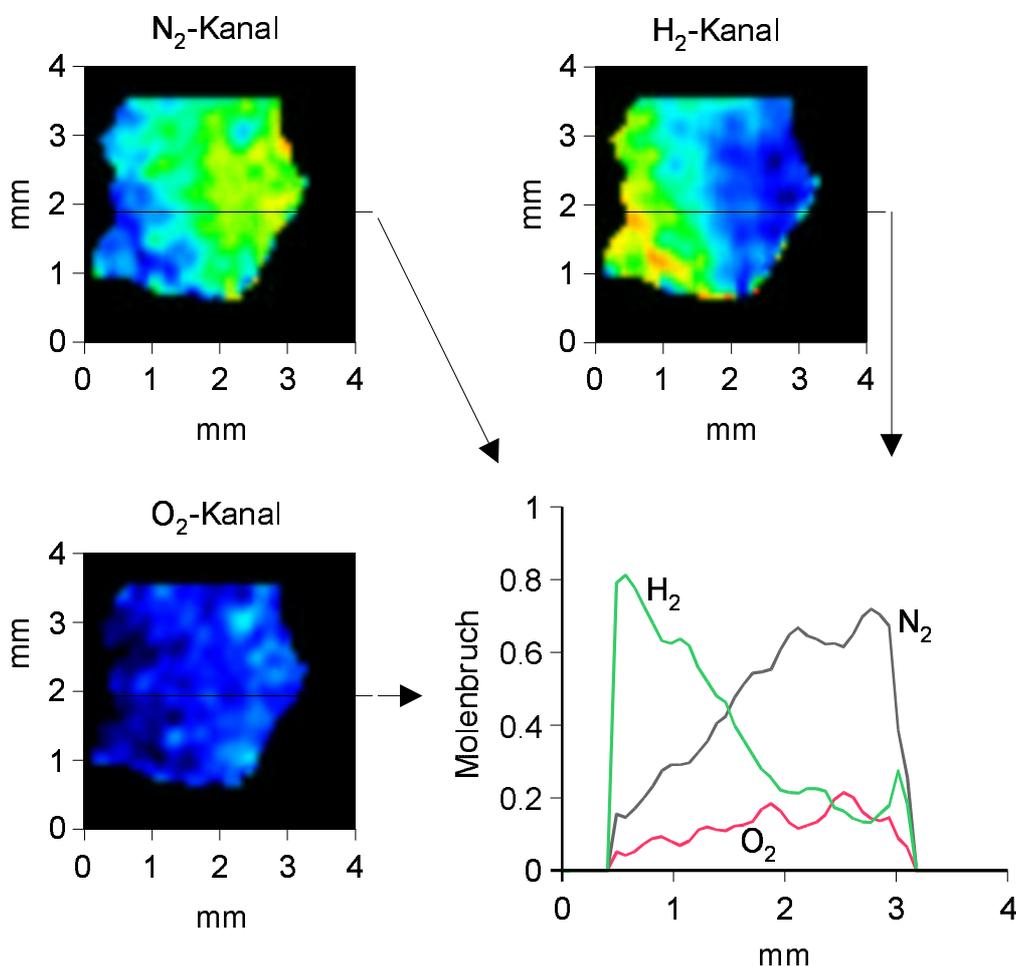


Abbildung 5.14: Kaltgaswirbel. Wasserstoff strömt in Raumluft. Das Bild wurde im Einzelschuß aufgenommen. Die Profile entstanden aus der Mittelwertbildung über einen  $320\mu m$  breiten horizontalen Streifen.

und Wasserstoff mit den dazugehörigen Profilen angegeben.

Die Bilder illustrieren eindrucksvoll, wie das 2D-Ramanmeßsystem die drei Spezies voneinander trennen kann. Die Bilder bestätigen die schon vorher gemachten Beobachtungen beim Sauerstoff, nur daß die Schwankungen und die Durchmischung noch größer sind. So zeigt Abbildung 5.15, daß der Übergang von Wasserstoff zu Raumluft fließend über einen Bereich von  $2,5mm$  stattfindet. Dafür dürfte der Druckunterschied vor dem Wirbelgenerator verantwortlich sein. Da der Vordruck nur mit einem normalen Fla-

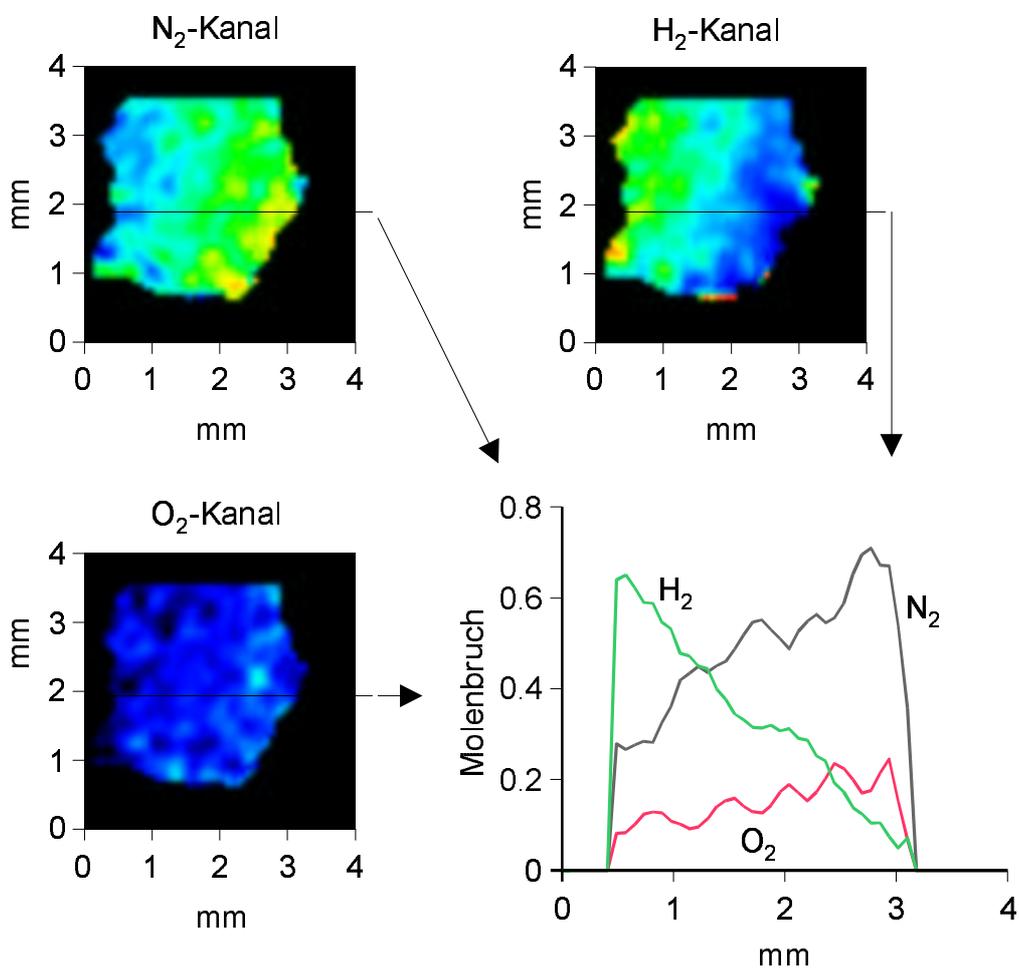


Abbildung 5.15: Kaltgaswirbel. Wasserstoff strömt in Raumluft. Das Bild wurde im Einzelschuß aufgenommen. Die Profile entstanden aus der Mittelwertbildung über einen  $320\mu\text{m}$  breiten horizontalen Streifen.

schendruckminderer einreguliert wurde, sind außerdem Druckschwankungen möglich, die sich hier in den Messungen widerspiegeln können.

## 5.5 Wasserstoff-Diffusionsflamme

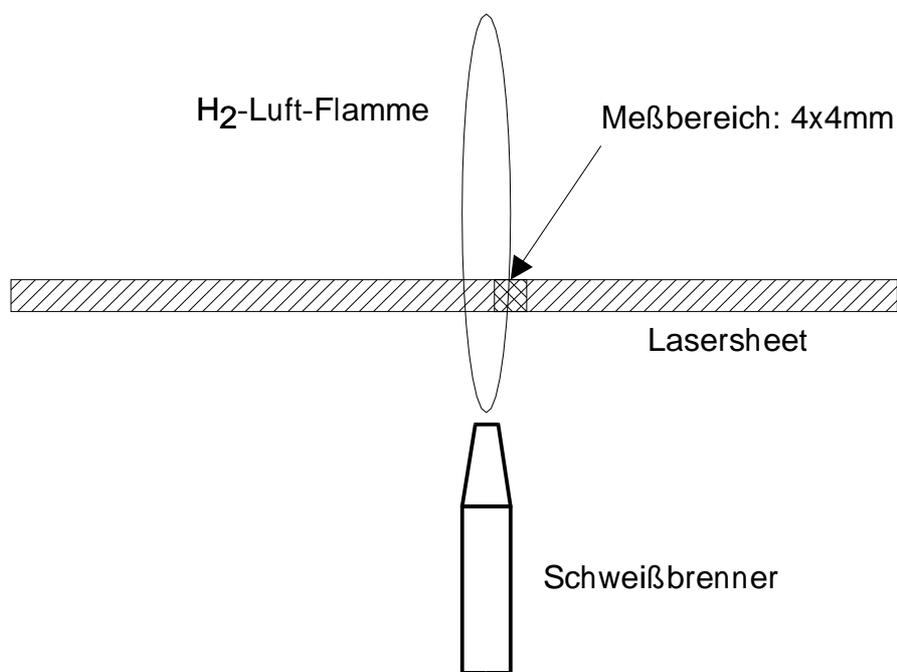


Abbildung 5.16: Experimenteller Aufbau. Eine Schweißbrennerflamme wird vom Lasersheet durchstrahlt.

In diesem Kapitel wird am Beispiel einer einfachen  $H_2$ -Diffusionsflamme erstmals gezeigt, daß das 2D-Raman-Meßsystem auch an realen Flammen eingesetzt werden kann. Der experimentelle Aufbau ist in Abbildung 5.16 dargestellt. Als Brenner diente ein Schweißbrenner des Typs Minitherm-A der Firma Messer-Griesheim mit auswechselbaren Düsen. Für diese Messungen wurde eine Düse mit einem Durchmesser von  $0,5\text{mm}$  verwendet. Das Meßvolumen befand sich oberhalb der Brennerdüse und konnte durch x-y-z-Versteller am Brenner beliebig positioniert werden.

Wie bereits in Kapitel 4.2 beschrieben, wurde auch in dieser Meßreihe mit Hilfe der Polarisationsstechnik festgestellt, daß die gemessene Intensität des Wasseranteils während der Eichmessung aufgrund von LIF etwa um einen Faktor 3 überhöht war. Dieser Effekt wurde bei den Auswertungen korrigiert.

Abbildung 5.17 zeigt drei verschiedene Messungen unter exakt gleichen Bedingungen. Entlang einer vertikalen Spalte sind die relativen Anteile der einzelnen Spezies am Gesamtgas sowie die Temperatur dargestellt. Die Farb-

skalen sind für jede Spezies verschieden, um eine bessere Darstellung zu ermöglichen. Für die drei Bilder jeweils einer Spezies sind die Skalen jedoch gleich. Damit exakte Werte über die Intensitäten vorliegen, wurde entlang der grau eingezeichneten horizontalen Striche jeweils ein Profil über eine Breite von  $320\mu\text{m}$  genommen. Abbildung 5.18 zeigt diese Profile.

Doch zurück zu Abbildung 5.17. Betrachtet man eine Aufnahme (entlang einer vertikalen Spalte), so fällt ein starker  $H_2$ -Fluß auf, der von unten in das Meßvolumen einströmt und eine kegelförmige Struktur hat. Das ist unverbranntes Gas aus der Brennerdüse. Die Temperaturverteilung zeigt, daß es in diesem Bereich kalt ist, außerhalb dagegen steigt die Temperatur deutlich an, es brennt also. Die Bilder von  $H_2O$  bestätigen diese Beobachtung. Außerhalb des  $H_2$ -Kegels steigt der Wasseranteil stark an, während innerhalb des Kegels kein Wasser zu beobachten ist. Die Aufnahmen von  $N_2$  zeigen, daß der  $H_2$ -Kegel nur wenig Stickstoff enthält, also kaum mit der Umgebungsluft vermischt ist. Diese Struktur ist hingegen an  $O_2$  nur schwer zu erkennen. Die Messung ist von einem starken Rauschen überlagert.

Ein Vergleich der drei Bilder zeigt, daß die Flamme nicht völlig laminar ist, sondern leichten turbulenten Schwankungen unterliegt.

Die Intensitätsprofile der Spezieskonzentrationen in Abbildung 5.18 bestätigen die in Abbildung 5.17 gemachten Beobachtungen. Im  $H_2$ -Kegel bei einer Position bei  $2\text{mm}$  ist die Sauerstoffintensität genauso groß wie die Stickstoffintensität. Da es sich um eine Wasserstoff-Diffusionsflamme in Raumluft handelt, folgt daraus, daß in der Sauerstoffmessung ein störender Untergrund vorhanden ist.

Bei der Betrachtung des Temperaturprofils in Abbildung 5.18 verwundert zuerst die maximale Temperatur von  $1300\text{K}$ . Theoretisch sind bei einer solchen Flamme Temperaturen bis zu  $2500\text{K}$  zu erwarten. Dies gilt jedoch nur für punktförmige Messungen. Das Lasersheet besitzt nach Abschnitt 3.6 jedoch eine Breite von mehr als einem Millimeter. Deshalb wird bei einer Messung immer über einen Raumbereich gemittelt. Außerdem existieren ein Streulichtuntergrund im  $O_2$ -Signal sowie eventuelle LIF-Effekte, die die Messung verfälschen.

Abbildung 5.19 zeigt die Scatterplots der  $H_2$ -Diffusionsflamme. In einem Scatterplot ist jeweils der Molenbruch einer Spezies gegen den Mischungsbruch aufgetragen. Scatterplots werden im allgemeinen für die Charakterisierung von turbulenten Flammen verwendet wie beispielsweise in [Bro95], sie haben jedoch auch hier ihre Berechtigung, nicht nur weil die Flamme leicht turbulent ist, sondern insbesondere auch, weil sie zeigen, ob das 2D-Ramanmeßsystem quantitative physikalische Ergebnisse liefert.

Zum Vergleich mit der Theorie enthält Abbildung 5.19 drei errechnete Kurven, eine für die Mischung ohne Reaktion, eine für die Verbrennung im

adiabatischen Gleichgewicht und eine, in der die Breite des Lasersheets berücksichtigt wird. Zu diesem Zweck wurde simuliert, daß in jedem Meßpunkt 8% Umgebungsluft mitgemessen werden.

Die Meßwerte stimmen recht gut mit der Theoriekurve überein, in der angenommen wird, daß das Meßvolumen 8% Umgebungsluft enthält. Eine Ausnahme bilden die Scatterplots von  $O_2$  und  $H_2O$ .

Die Meßwerte des  $O_2$ -Scatterplots liegen deutlich über der Theoriekurve, was abermals belegt, daß hier ein störendes Zusatzsignal vorhanden ist.

Die Meßwerte des  $H_2O$ -Scatterplots zeigen im heißen Bereich ebenfalls eine Abweichung nach oben. Das weist auf einen OH-LIPF-Untergrund hin, der nicht vollständig eliminiert werden konnte.

Insgesamt gesehen zeigen die Scatterplots aber eindeutig, daß das Meßsystem sinnvolle quantitative Daten in einer Flamme liefert.

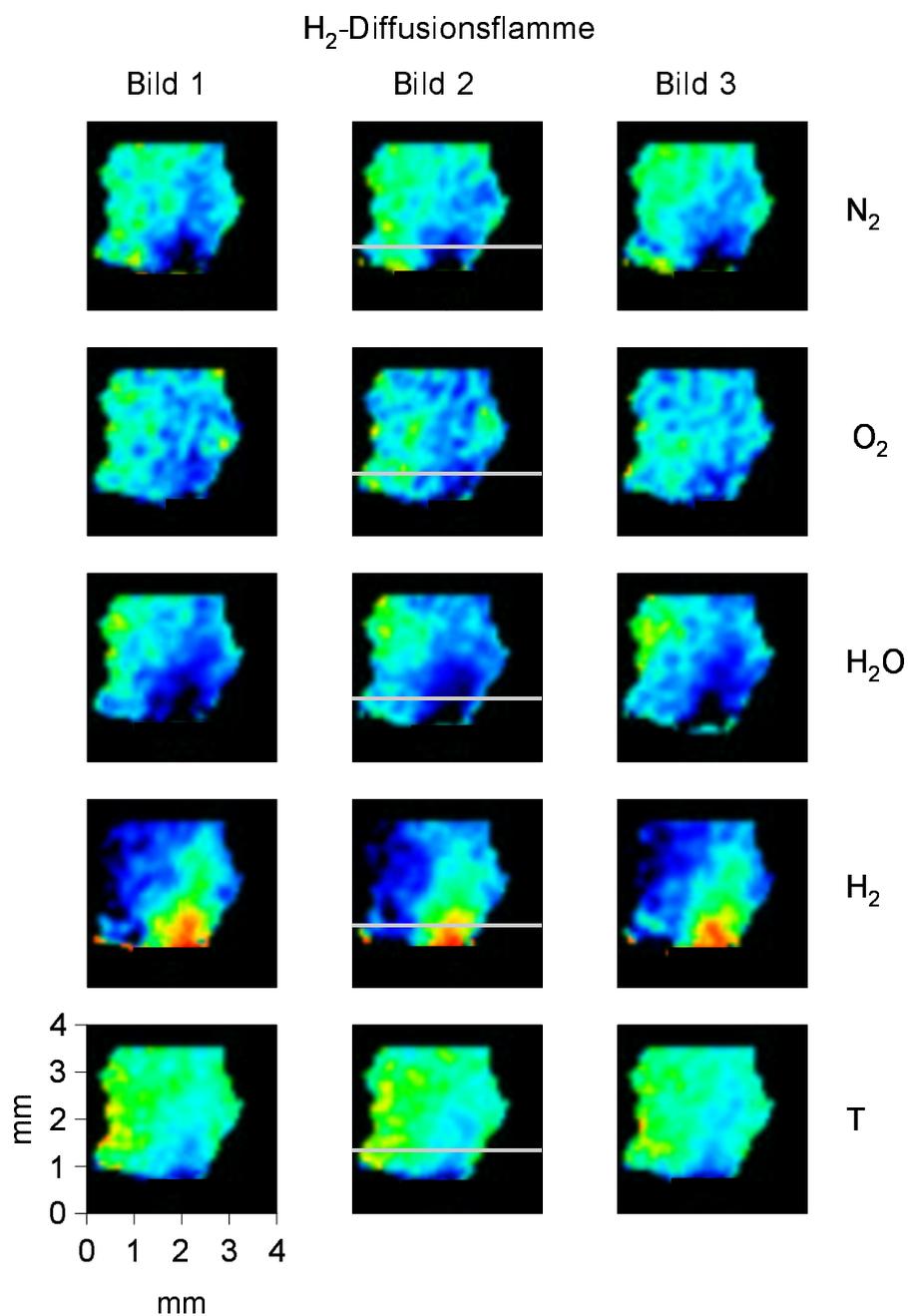


Abbildung 5.17: H<sub>2</sub>-Diffusionsflamme: Drei verschiedene Bilder unter gleichen Bedingungen, jeweils im Einzelschuß aufgenommen. Dargestellt sind die Molenbrüche der einzelnen Gase sowie die Temperatur. Die grauen Linien markieren die Bereiche, über die Profile gezogen wurden.

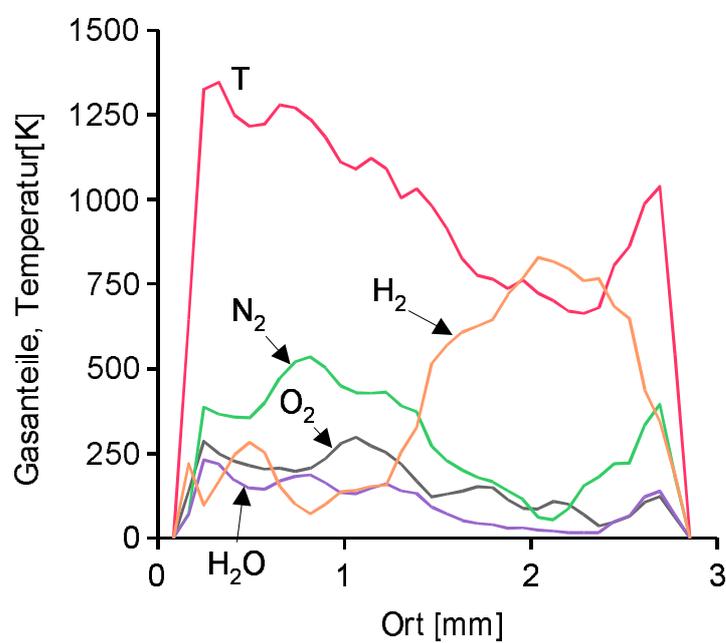


Abbildung 5.18: Horizontale Profile über alle Spezies und die Temperatur der H<sub>2</sub>-Diffusionsflamme. Die Molbruchteile wurden mit einem Faktor 1000 multipliziert, um eine bessere Darstellung zu erreichen.

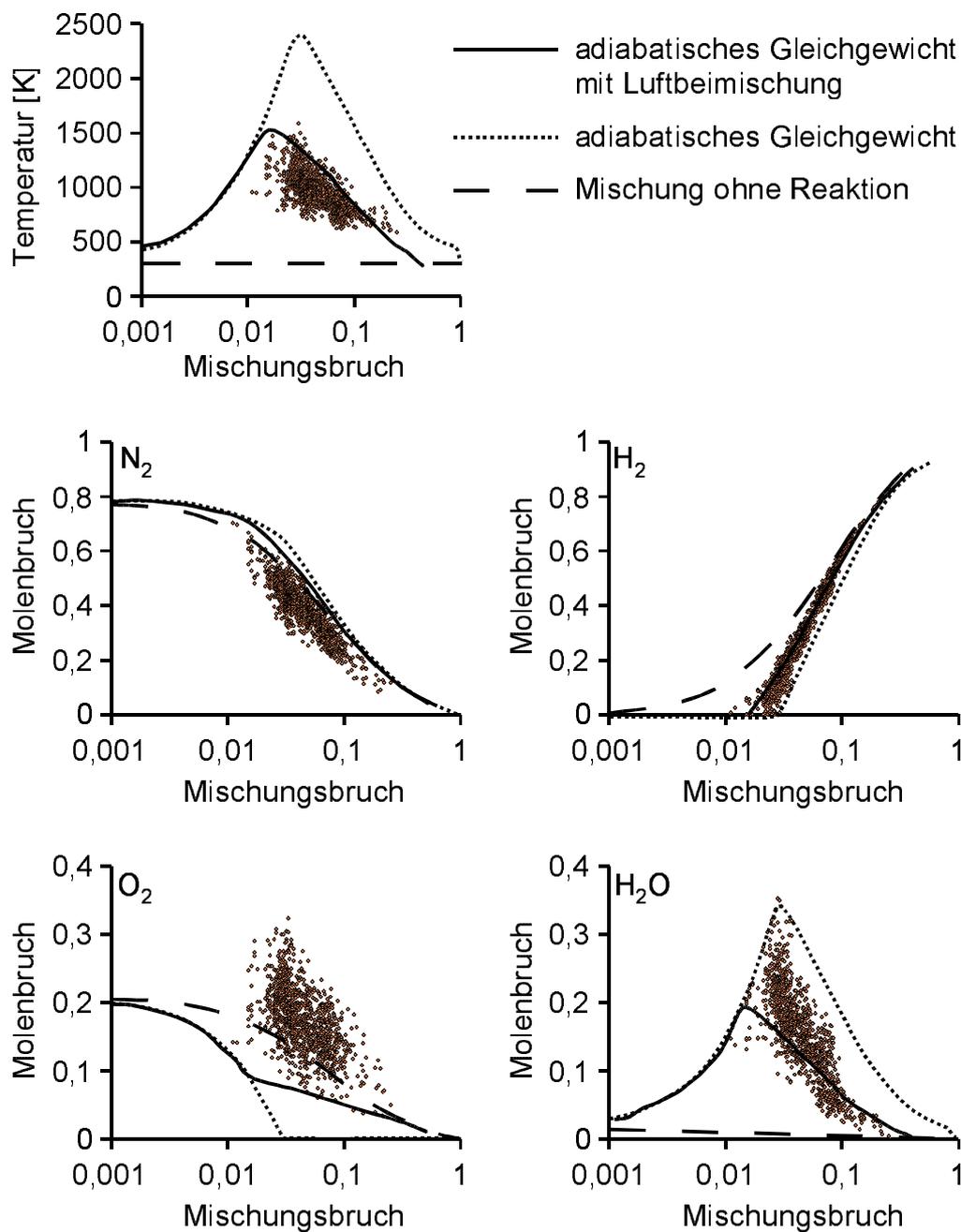


Abbildung 5.19: Die Scatterplots der  $H_2$ -Diffusionsflamme zeigen eine fette adiabatisch ablaufende Verbrennung. Die durchgezogene Linie ergibt sich, wenn im Meßvolumen 8% Umgebungsluft enthalten sind. Die Sauerstoffmessung ist von Störungen überlagert.

## 5.6 Laminare vorgemischte Flamme

Die Messungen in diesem Kapitel wurden an einer laminaren vorgemischten  $H_2$ -Flamme gewonnen. Der experimentelle Aufbau entsprach dem in Abbildung 5.16 mit dem Unterschied, daß der Schweißbrenner statt mit reinem Wasserstoff mit einem Wasserstoff-Luftgemisch betrieben wurde. Die Meßposition befand sich in  $20\text{mm}$  Höhe am Rand der Flamme. Der Düsendurchmesser betrug  $2\text{mm}$ , die sichtbare Flammengröße  $70 \times 5\text{mm}$ . Es wurden Bilder im Einzelschuß und mit zehn Schüssen in jeweils drei verschiedenen horizontalen Positionen aufgenommen.

Die Abbildungen 5.20 und 5.21 zeigen jeweils eine Messung für drei verschiedene Meßpositionen. Die horizontale Meßposition wurde bei jeder Messung um  $1\text{mm}$  verschoben, um zu sehen, wie die Flammenfront durch das Bild wandert. In Abbildung 5.20 ist jede Messung über 10 Laserschüsse gemittelt, die Bilder in 5.21 hingegen wurden im Einzelschuß aufgenommen. Wie bereits im vorherigen Kapitel zeigt eine vertikale Spalte die Konzentrationen von  $N_2$ ,  $O_2$ ,  $H_2O$ ,  $H_2$  und die daraus bestimmte Temperatur. Die Farbskalen für die verschiedenen Spezies wurden so gewählt, daß eine möglichst gute Darstellung erreicht wird, sie sind jedoch für unterschiedliche Spezies nicht vergleichbar. Für die drei verschiedenen Messungen sind die Farbskalen einer Spezies immer gleich. Die Intensitäts- und Temperaturverläufe sind aus den folgenden Abbildungen 5.22 bis 5.26 zu entnehmen. Sie zeigen horizontale Profile über die Bilder aus den Abbildungen 5.20 und 5.21.

Zurück zu Abbildung 5.20. Es ist eine Flammenfront zu sehen, die für die horizontalen Meßpositionen von 1 bis  $3\text{mm}$  von rechts nach links durch das Bild wandert. Wie zu erwarten, zeigen die Bilder von  $N_2$  und  $O_2$  hohe Intensitäten rechts von der Flammenfront, während die Intensitäten von  $H_2O$  und der Temperatur links von der Flammenfront zunehmen. Hier sind auch noch Reste von  $H_2$  zu erkennen. In den Bildern von  $N_2$  und  $O_2$  sind zungenartige Bereiche erhöhter Intensität zu erkennen, die in den linken Bereich der Flammenfront hineinragen. Hierbei handelt es sich um Artefakte des Lasersheets, das sich im Verlauf der Messungen verändert hat. Die Inhomogenitäten ließen sich nicht vollständig korrigieren.

Abbildung 5.21 zeigt exakt dieselben Aufnahmen wie Abbildung 5.20. Diesesmal sind jedoch alle Aufnahmen mit einem Laserschuß aufgenommen. Wie erwartet, zeigen die Bilder ein deutlich höheres Rauschen, insbesondere im  $O_2$ -Kanal. Die Beobachtungen, die an den über zehn Laserschüsse gemittelten Bildern gewonnen wurden, können aber auch hier gemacht werden. Damit wird wieder einmal eindrucksvoll bestätigt, daß das Meßsystem auch in diesem Fall sinnvolle Ergebnisse liefert.

Die Abbildungen 5.22 bis 5.26 zeigen für alle Spezies und die Temperatur

einen direkten quantitativen Vergleich der Intensitäten im Einzelschuß und über zehn Schuß gemittelt. Zu diesem Zweck wurden über die Abbildungen 5.20 und 5.21 horizontale Profile von  $320\mu\text{m}$  gezogen, für jede Meßposition jeweils ein Profil.

Abbildung 5.22 zeigt den Vergleich für Sauerstoff. Sowohl bei zehn Schüssen als auch im Einzelschuß ist deutlich zu sehen, wie die Flammenfront mit dem Verändern der Meßposition wandert. Die Breite der Flammenfront liegt bei knapp unter einem Millimeter. Da Vergleichsmessungen mit einem anderen Meßsystem fehlen, kann hier keine Aussage darüber gemacht werden, ob die Flammenfront tatsächlich so breit ist oder ob dieser Effekt durch das Meßsystem verursacht wird. Auffällig ist auch, daß der Intensitätsunterschied zwischen in und außerhalb der Flammenfront nur einen Faktor zwei beträgt. Ein Vergleich mit den Temperaturprofilen in Abbildung 5.26 zeigt, daß die maximale Temperatur nur bei  $800\text{K}$  liegt. Wie im Abschnitt 5.5 ausgeführt, führt das Mitteln über einen gewissen Raumbereich aufgrund der Breite des Lasersheets zur Messung von geringen Temperaturen. Zusätzlich existiert ein Untergrund im  $\text{O}_2$ -Signal, der sich ebenfalls auf die Temperaturbestimmung auswirkt.

Die Profile im Einzelschuß zeigen dasselbe Verhalten wie bei zehn Schuß, sind aber deutlich verrauscht.

Abbildung 5.23 zeigt den Vergleich zwischen Einzel- und zehn Schuß für Sauerstoff. Wegen des geringen Signals und der Untergrundempfindlichkeit liegt auf den Profilen ein größeres Rauschen als beim  $\text{N}_2$ , sie zeigen dennoch die gleichen Ergebnisse wie beim Stickstoff.

Die Wasserprofile in Abbildung 5.24 zeigen ein ähnliches Ergebnis, nur daß die Wasserintensität jetzt im Bereich der Flammenfront stark ansteigt.

Bei den  $\text{H}_2$ -Profilen in Abbildung 5.25 ist zwar noch zu erkennen, daß im linken Bereich mehr Wasserstoff anzutreffen ist, das Rauschen im Einzelschuß ist aufgrund der niedrigen  $\text{H}_2$ -Konzentration allerdings bereits so stark, daß hier keine sinnvollen Aussagen über die Position der Flammenfront gemacht werden können.

Die Temperaturprofile in Abbildung 5.26 zeigen den schon bei den anderen Spezies beobachteten Verlauf. Wie bereits zuvor bemerkt, liegt die maximale Temperatur bei  $800\text{K}$ .

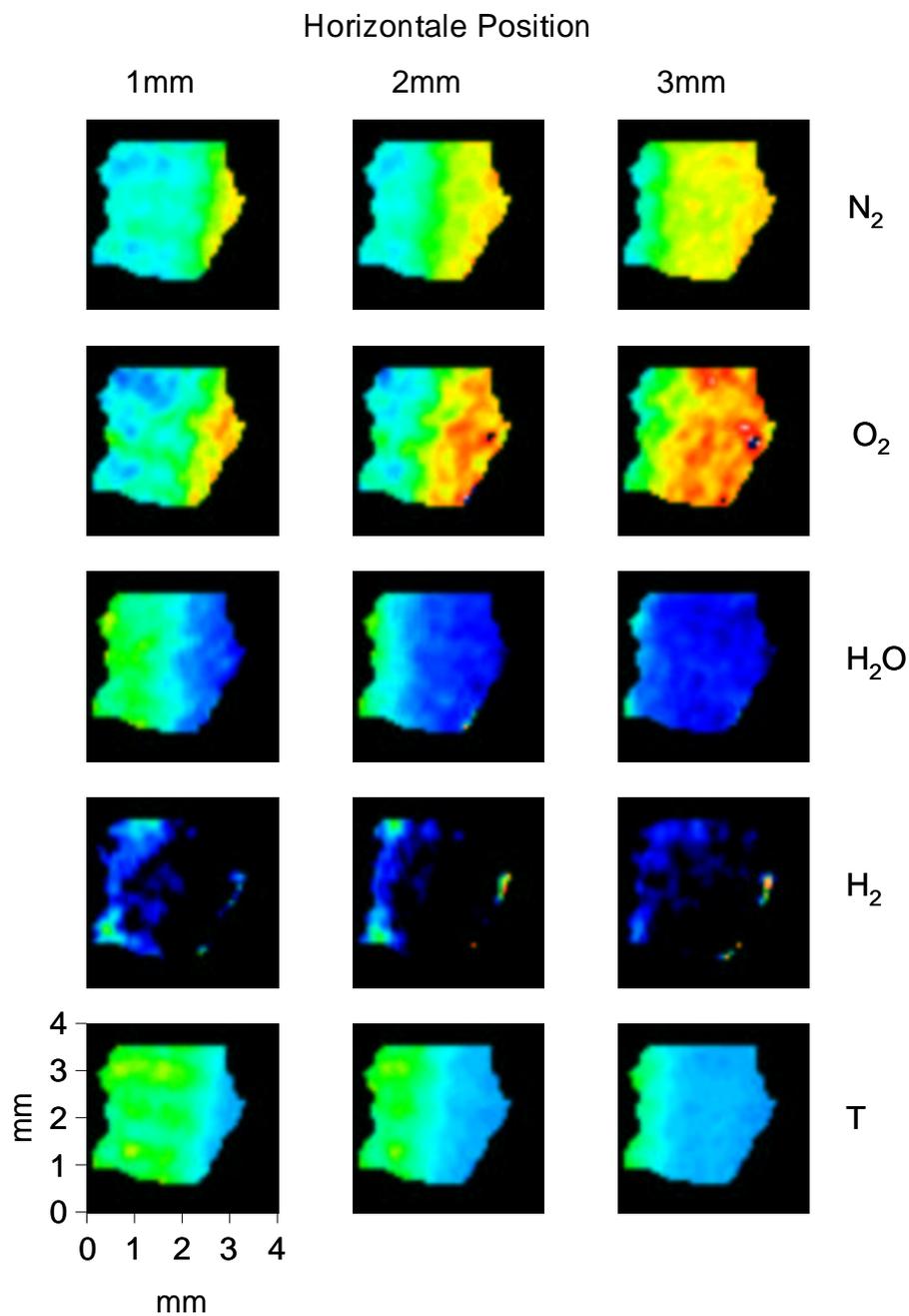


Abbildung 5.20: Flammenfront einer vorgemischten  $H_2$ -Luft-Flamme, jeweils um  $1\text{mm}$  verschoben. Für jede Position wurde über 10 Laserschüsse gemittelt.

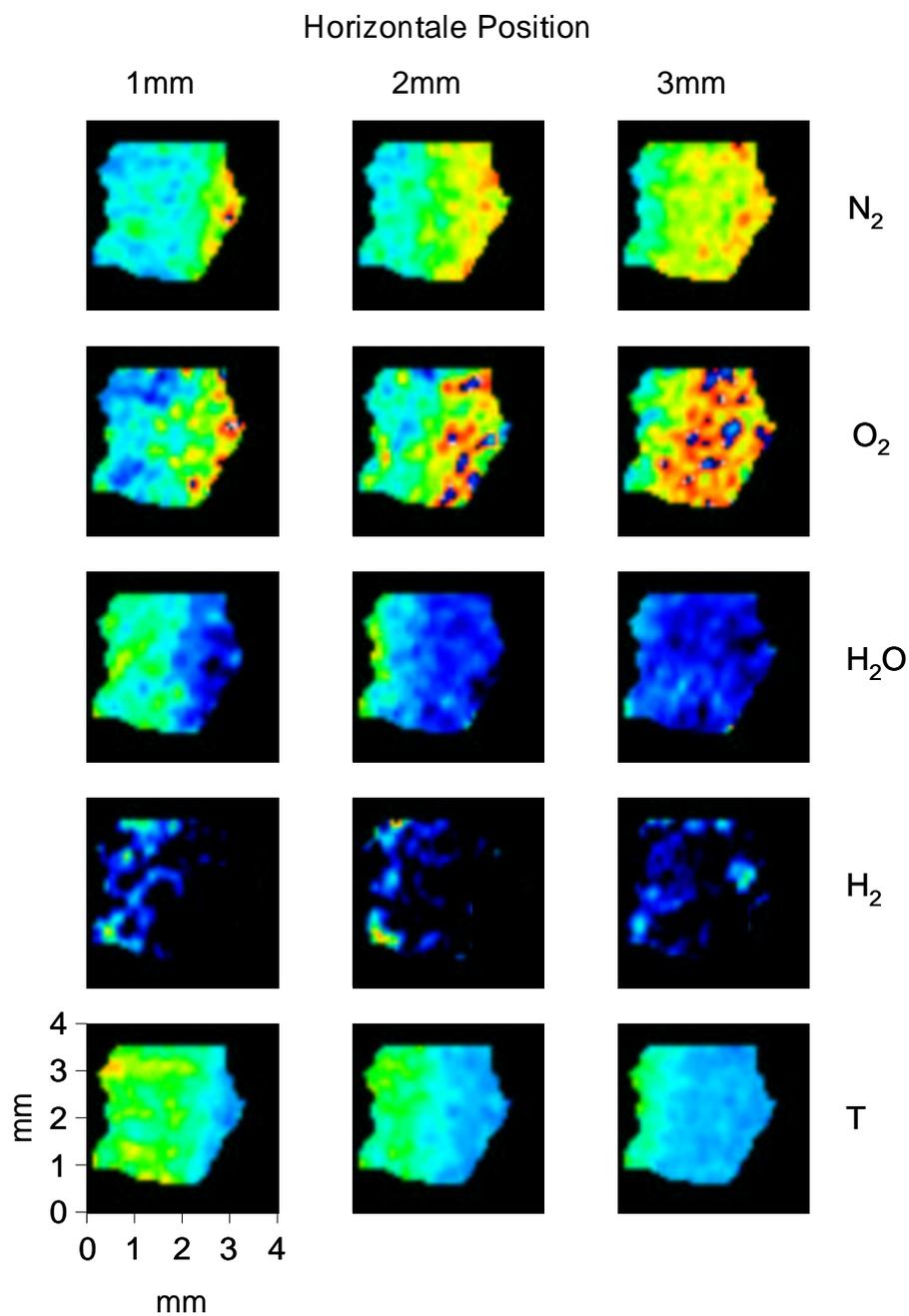


Abbildung 5.21: Flammenfront einer vorgemischten  $H_2$ -Luft-Flamme, jeweils um  $1\text{mm}$  verschoben. Die Bilder wurden im Einzelschuß aufgenommen.

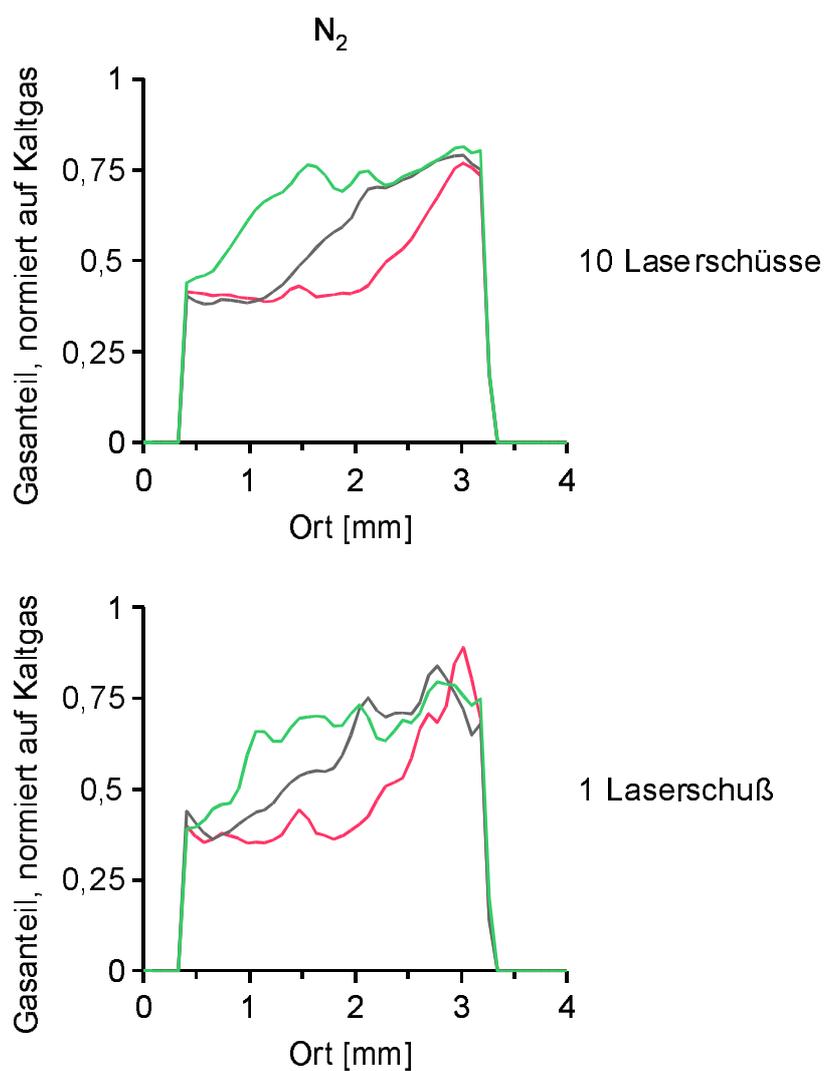


Abbildung 5.22: Vergleich zwischen 10 Laserschüssen und einem Einzelschuß. Die Flammenfront einer vorgemischten  $H_2$ -Luft-Flamme, jeweils um  $1\text{mm}$  verschoben.

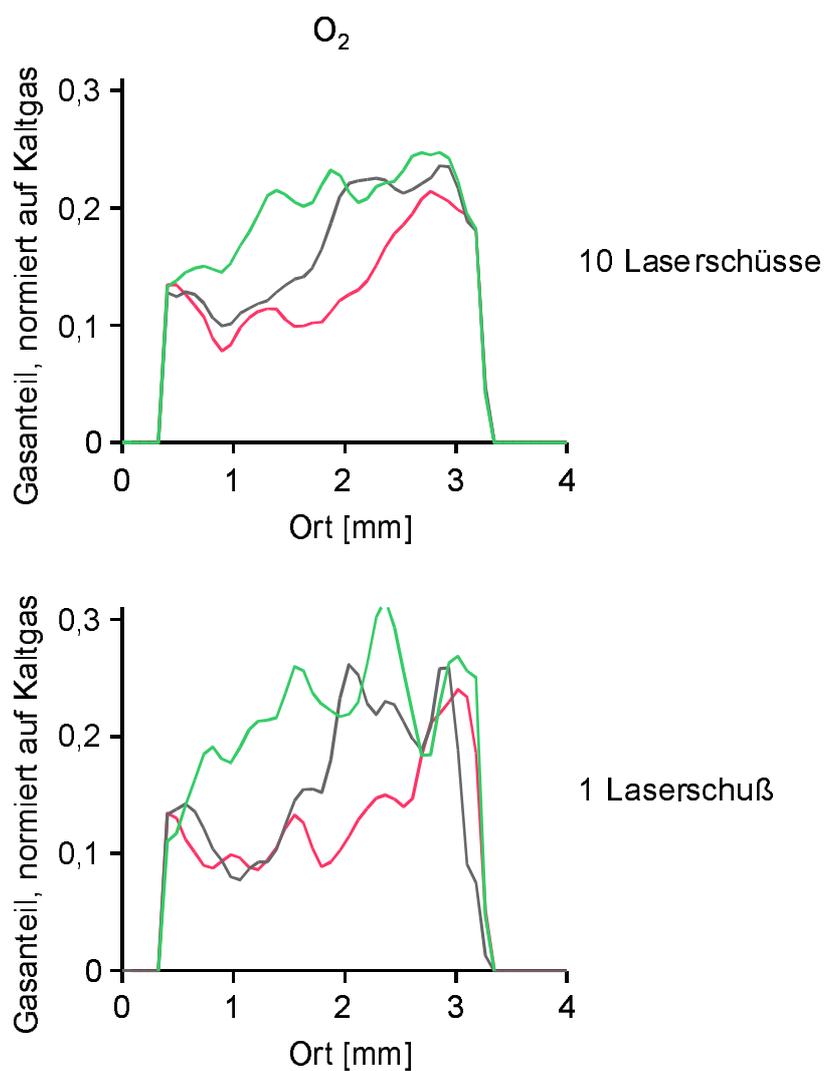


Abbildung 5.23: Vergleich zwischen 10 Laserschüssen und einem Einzelschuß. Die Flammenfront einer vorgemischten  $H_2$ -Luft-Flamme, jeweils um  $1\text{mm}$  verschoben.

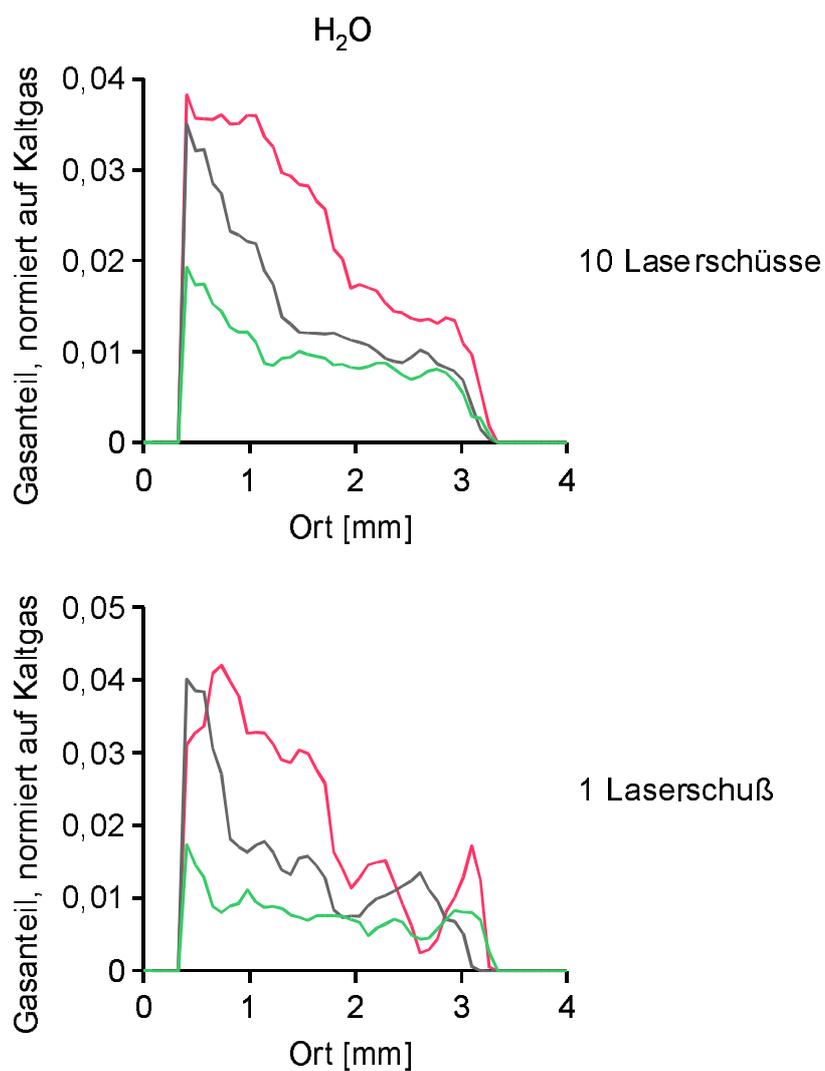


Abbildung 5.24: Vergleich zwischen 10 Laserschüssen und einem Einzelschuß. Die Flammenfront einer vorgemischten  $H_2$ -Luft-Flamme, jeweils um  $1\text{mm}$  verschoben.

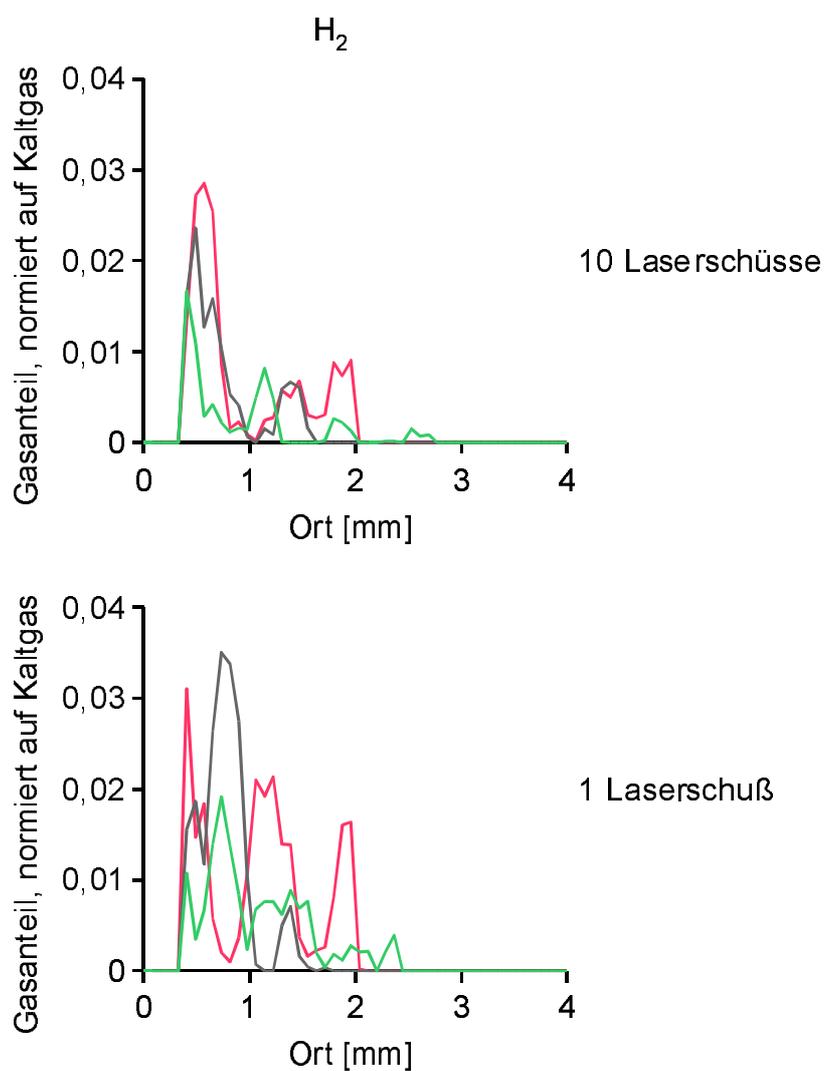


Abbildung 5.25: Vergleich zwischen 10 Laserschüssen und einem Einzelschuß. Die Flammenfront einer vorgemischten  $H_2$ -Luft-Flamme, jeweils um  $1\text{mm}$  verschoben.

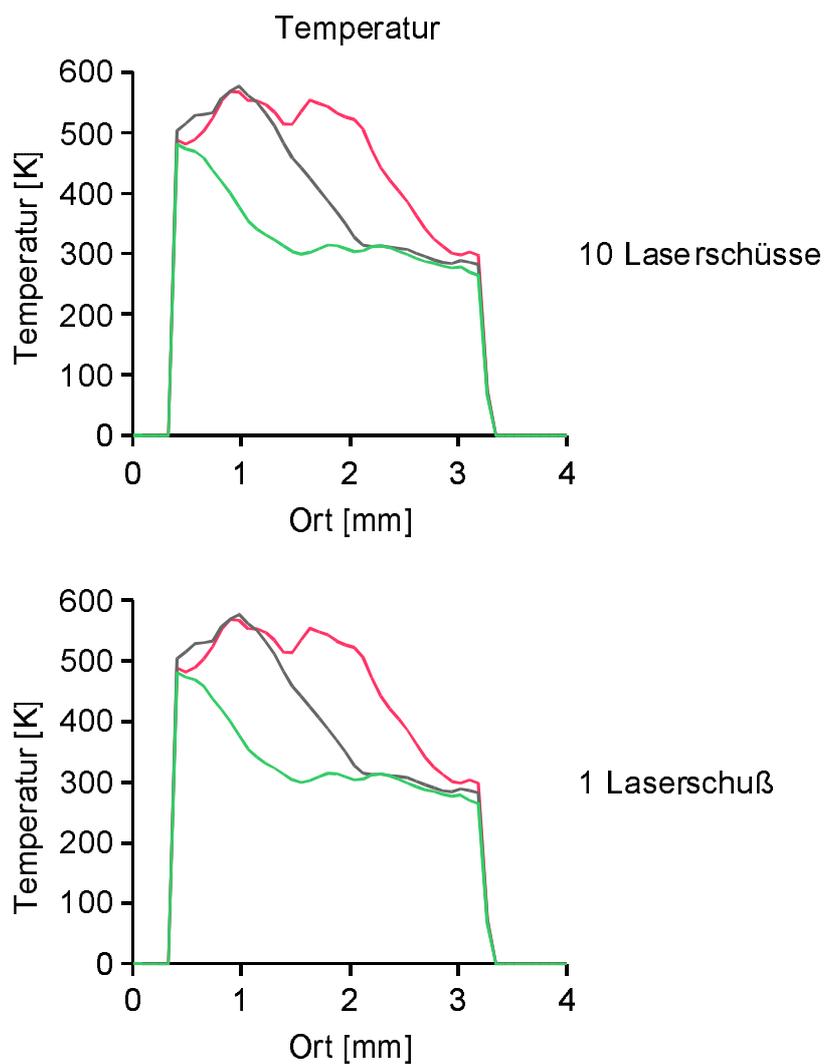


Abbildung 5.26: Vergleich zwischen 10 Laserschüssen und einem Einzelschuß. Die Flammenfront einer vorgemischten  $H_2$ -Luft-Flamme, jeweils um  $1\text{mm}$  verschoben.

## 5.7 Einfluß von Fluoreszenz

Die Messungen im vorherigen Kapitel haben gezeigt, daß 2D-Ramanmessungen von einem Untergrund verfälscht werden können. Oft liegt dieser Untergrund in Form von  $O_2$ -LIPF oder  $OH$ -LIPF vor. Diese Fluoreszenzen können durch schmalbandige Abstimmung des Lasers auf eine entsprechende Wellenlänge unterdrückt werden [Bro95].

Spektral aufgelöste Messungen ermöglichen es, unmittelbar zu erkennen, ob störende Fluoreszenzen vorhanden sind. Das ist bei dem 2D-Ramansystem jedoch nicht möglich, weil nur vier diskrete Wellenlängen gemessen werden können. LIF/LIPF-Spektren sind deshalb nicht zu identifizieren. Als Folge davon kann ein störender Untergrund in den Messungen dieser Arbeit nicht korrigiert werden.

Es soll aber zumindest anhand einer Beispielmessung gezeigt werden, wie sich Fluoreszenzen auf die Meßergebnisse auswirken. Zu diesem Zweck wurde der Laser einmal auf eine  $OH$ -Resonanz abgestimmt und das Ergebnis mit einer Messung neben der Resonanz verglichen. Als Meßobjekt diente eine vorgemischte  $H_2$ -Luft-Flamme. Der Aufbau war identisch mit dem in Abschnitt 5.6 beschrieben.

Abbildung 5.27 zeigt drei verschiedene Messungen im Bereich einer Flammenfront, jeweils über zehn Laserschüsse gemittelt. Bei der ersten Messung wurde die Laserwellenlänge wie in [Bro95] auf  $40257\text{cm}^{-1}$  eingestellt. Bei dieser Frequenz sind weder  $OH$ - noch  $O_2$ -Resonanzen zu erwarten. Bei der zweiten Messung wurde der Laser bewußt auf eine  $OH$ -Resonanz gefahren. Bei der dritten Messung stand der Laser wieder auf der Ausgangswellenlänge. Es wurde jeweils ein Bild mit horizontaler und mit vertikaler Laserpolarisation aufgenommen. Die Polarisationsbilder wurden bei der Auswertung voneinander abgezogen [Grü95]. Mit diesem Verfahren ist es möglich, einen störenden LIF/LIPF-Untergrund zu korrigieren, weil LIF/LIPF im Gegensatz zu Ramanstreuung stark depolarisiert ist. Der Vergleich zwischen *Off-Resonanz* und *mit Polarisationsabzug* erlaubt daher eine direkte Aussage, ob in der *Off-Resonanz*-Messung ein LIF/LIPF-Untergrund vorhanden ist.

Vergleicht man die *Off-Resonanz*-Messung mit der *mit Polarisationsabzug*, so stellt man keine Unterschiede fest. In dieser Flammensituation ist offenbar kein LIF/LIPF vorhanden, wenn der Laser richtig abgestimmt ist.

Die *On-Resonanz*-Messung zeigt ein starkes Ansteigen der Intensität im Bereich der Flammenfront in allen Meßkanälen. Die Temperatur, die aus dem integralen Ramansignal berechnet wurde, sinkt hingegen stark ab (bis auf  $200\text{K}$ ).

Auch wenn LIF/LIPF bei Anwendung der aktuellen Auswerterroutinen ignoriert wird, so ist dennoch möglich zu erkennen, ob ein LIF/LIPF-Untergrund vorhanden ist und ob die Messungen vertrauenswürdig sind.

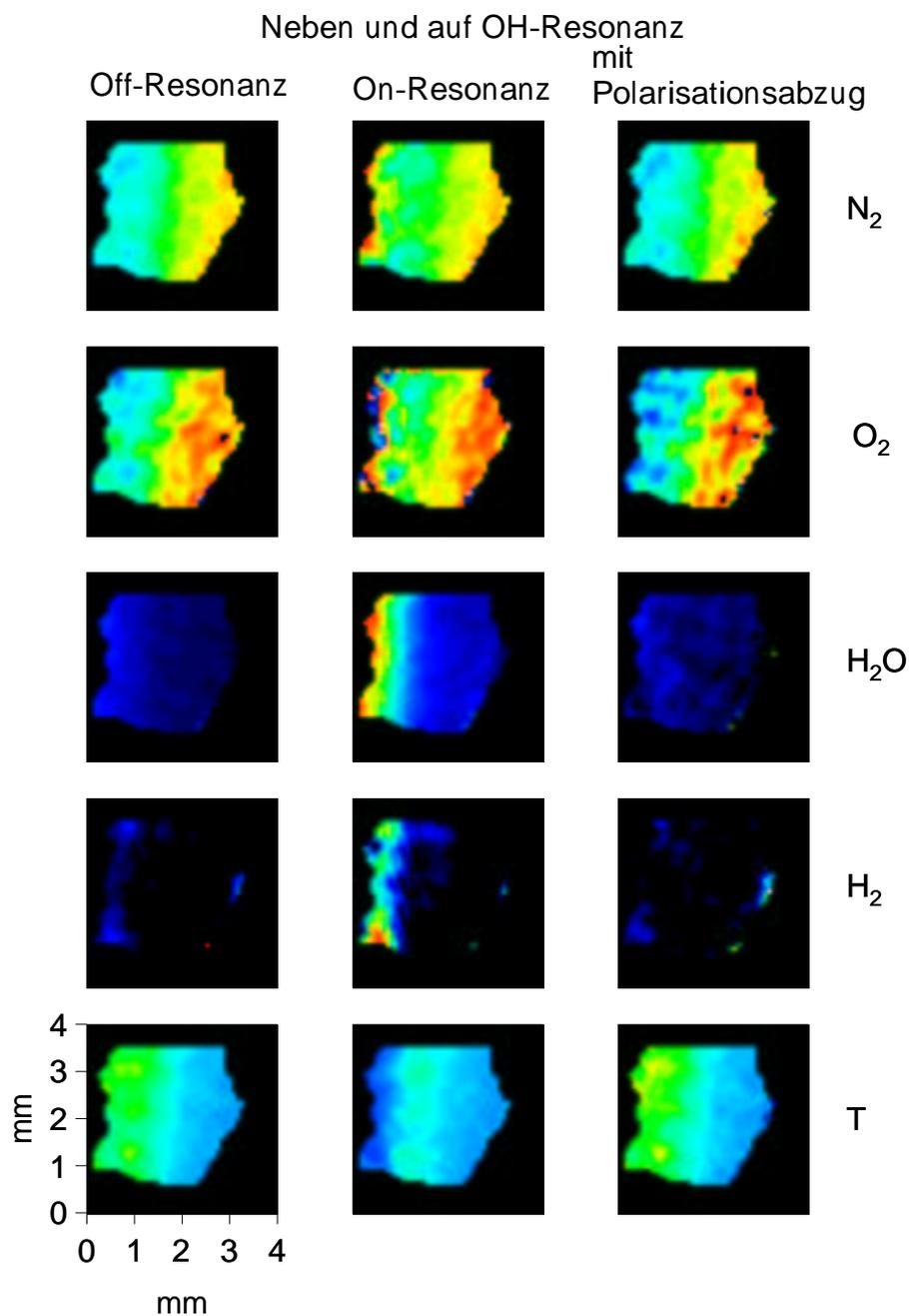


Abbildung 5.27: Einfluß von Fluoreszenz auf eine vorgemischte  $H_2$ -Luft-Flamme. Der Laser wurde neben und auf einer OH-LIPF-Resonanzfrequenz betrieben. Zusätzlich wurde das Polarisationsverfahren angewendet, um zu überprüfen, ob in der Off-Resonanz-Stellung wirklich keine Fluoreszenzen vorhanden sind.

## 5.8 Turbulente Flamme

Als letzte Meßreihe werden in diesem Kapitel Messungen an einer turbulenten Wasserstoffflamme präsentiert. Der Versuchsaufbau entsprach wieder dem in Abbildung 5.16. Der Düsendurchmesser betrug  $0,5\text{mm}$ , die Meßhöhe über der Düse  $7\text{mm}$ . Für diese Position wurden Messungen bei Gasdurchflüssen von  $7,3\text{ l/min}$  und  $8\text{ l/min}$  gemacht. Die sichtbare Flammengröße betrug  $100 \times 10\text{mm}$ .

Auch hier muß von einem LIF-Fehler in den Eichmessungen ausgegangen werden. Da zu dieser Messung die Eichmessungen nur für eine Polarisationsrichtung vorliegen, wurde der Fehler nur anhand der relativen Intensitäten der Spezies zueinander abgeschätzt und Wasser deshalb mit einem Faktor 2 korrigiert.

Abbildung 5.28 zeigt drei Messungen im Einzelschuß bei einem Gasdurchfluß von  $7,3\text{ l/min}$ , Abbildung 5.29 die dazugehörigen Scatterplots. Die Farbskalen sind wieder so gewählt, daß jede Spezies möglichst gut dargestellt wird. Durch die grauen Striche in Abbildung 5.28 wurden noch einmal Intensitätsprofile von  $320\mu\text{m}$  Breite gelegt. Diese werden in Abbildung 5.32 gezeigt.

Die drei Messungen in Abbildung 5.28 zeigen deutlich turbulente Strukturen. Die Konturen sind am besten im  $H_2$ -Bild ausgeprägt. Es handelt sich hier hauptsächlich um noch unverbranntes Frischgas.

Die Scatterplots in Abbildung 5.29 zeigen den Vergleich der Meßwerte mit drei verschiedenen Theoriekurven. Wie in Abschnitt 5.5 sind die Kurven für Mischung ohne Reaktion, für adiabatische Verbrennung und für eine Messung mit Luftbeimischung eingezeichnet. Die Kurve für die Luftbeimischung simuliert, daß in jedem Meßpunkt 20% Raumluft mitgemessen werden. Diese Kurve stimmt hervorragend mit den Meßwerten überein. Daraus folgt, daß das Lasersheet deutlich breiter ist als die Flammenstrukturen und die Ergebnisse deshalb von der Theoriekurve für die adiabatische Verbrennung abweichen.

Sowohl die Abbildung als auch die Scatterplots zeigen wieder das starke Rauschen im Sauerstoffkanal. Die Kanäle der anderen Spezies liefern gute quantitative Ergebnisse.

In Abbildung 5.30 wurde der Gasdurchfluß durch den Brenner auf  $8\text{ l/min}$  gesteigert. Dadurch sollte sich der Lift-Off-Bereich der Flamme vergrößern. Es ist mehr unverbranntes Gas zu erwarten. Wieder sind besonders im  $H_2$ -Kanal deutliche turbulente Strukturen zu erkennen. Der  $O_2$ -Kanal ist wie gehabt stark verrauscht. Auch im Temperaturbild ist keine eindeutige Erhöhung an einer Stelle zu erkennen, sondern nur ein gleichmäßiges Rauschen.

Der Vergleich mit den Scatterplots in Abbildung 5.31 zeigt, daß alle

Punkte tatsächlich an den Kurven für unverbranntes Gemisch liegen. Die Verbrennung beginnt also erst oberhalb des Meßbereichs. Tatsächlich gibt es im  $H_2O$ -Diagramm einige Punkte bei einem Mischungsbruch von 0,001, die auf eine beginnende Verbrennung hinweisen. Beeindruckend ist auch die hervorragende Übereinstimmung der  $H_2$ -Werte mit der Theoriekurve.

Die Abbildungen 5.32 und 5.33 zeigen Intensitätsprofile, die durch die beiden vorherigen Messungen gelegt wurden. Die Profile der Spezies wurden wie in Abschnitt 4.6 beschrieben auf Reingase normiert und zur besseren Darstellung mit 1000 multipliziert.

Abbildung 5.32 zeigt eine typische Verbrennungssituation. Die hohe Konzentration von  $H_2$  auf der linken Seite bei der Ortsposition  $1mm$  weist auf viel unverbranntes Frischgas hin. Verfolgt man die Profile in rechter Richtung, so nimmt die  $H_2$ -Konzentration drastisch ab, die Temperatur steigt von  $400K$  auf  $800K$ . Die  $H_2O$ - und  $O_2$ -Konzentrationen steigen ebenfalls an, wobei der Anstieg des  $O_2$  offenbar ein Meßfehler ist.

Abbildung 5.32 zeigt die Intensitätsprofile für die zweite Meßsituation, in der keine Verbrennung stattfand. Die Temperatur liegt um die  $400K$  und zeigt keine Korrelation mit dem Mischungsbruch. Der Temperaturwert kann auf Restwärme oder einen systematischen Fehler zurückzuführen sein. Die Profile zeigen die turbulenten Strukturen, die schon in Abbildung 5.30 zu sehen sind. Bemerkenswert ist die Einbuchtung in der  $H_2$ -Intensität, die, wie im Vergleich mit Abbildung 5.30 zu erkennen ist, den Innenbereich eines Wirbels zeigt.

Auch diese Messungen haben bestätigt, daß das 2D-Ramansystem quantitative Ergebnisse liefert, selbst in turbulenten Verbrennungssituationen.

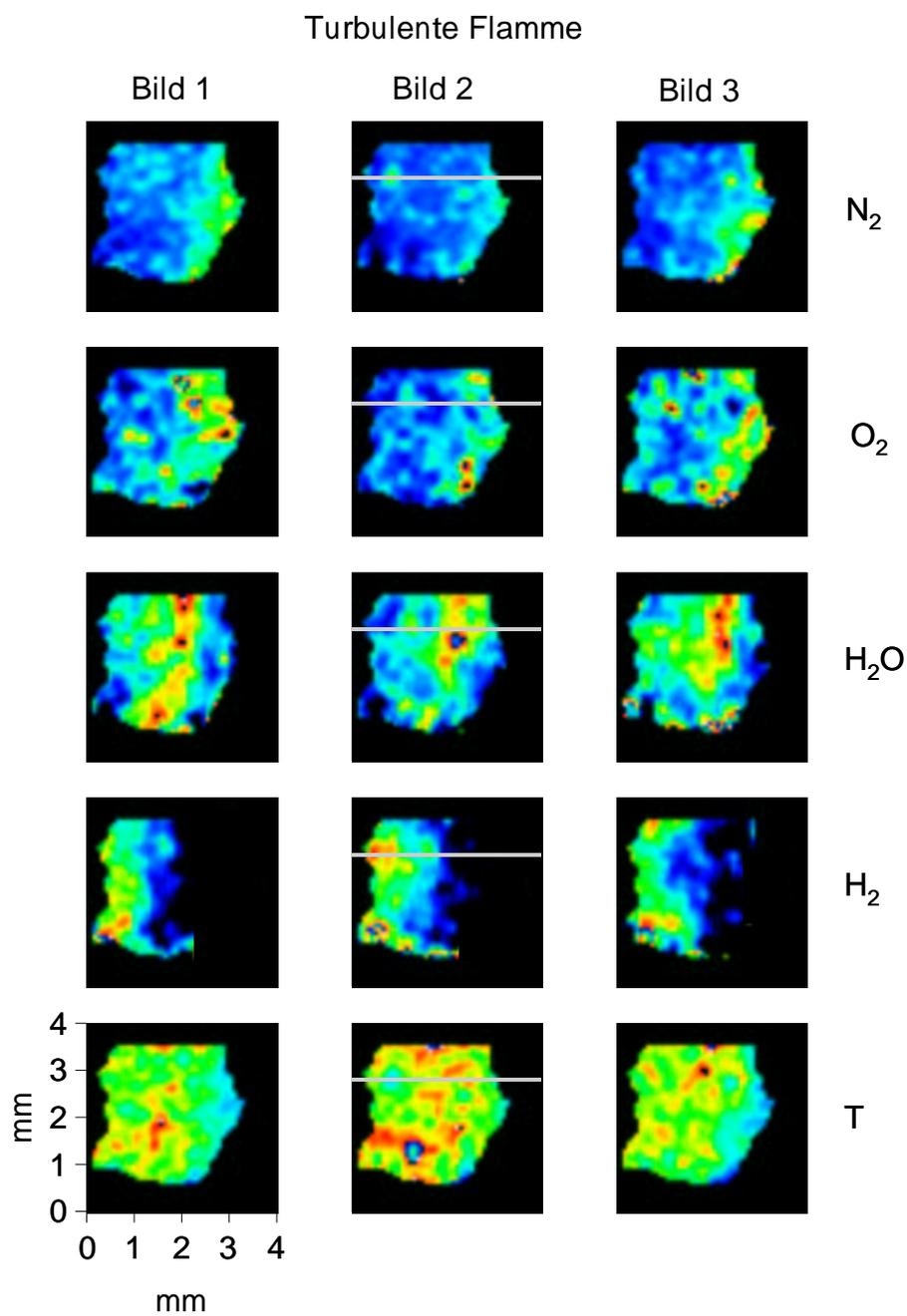


Abbildung 5.28: Turbulente  $H_2$ -Flamme, jeweils drei Bilder im Einzelschuß

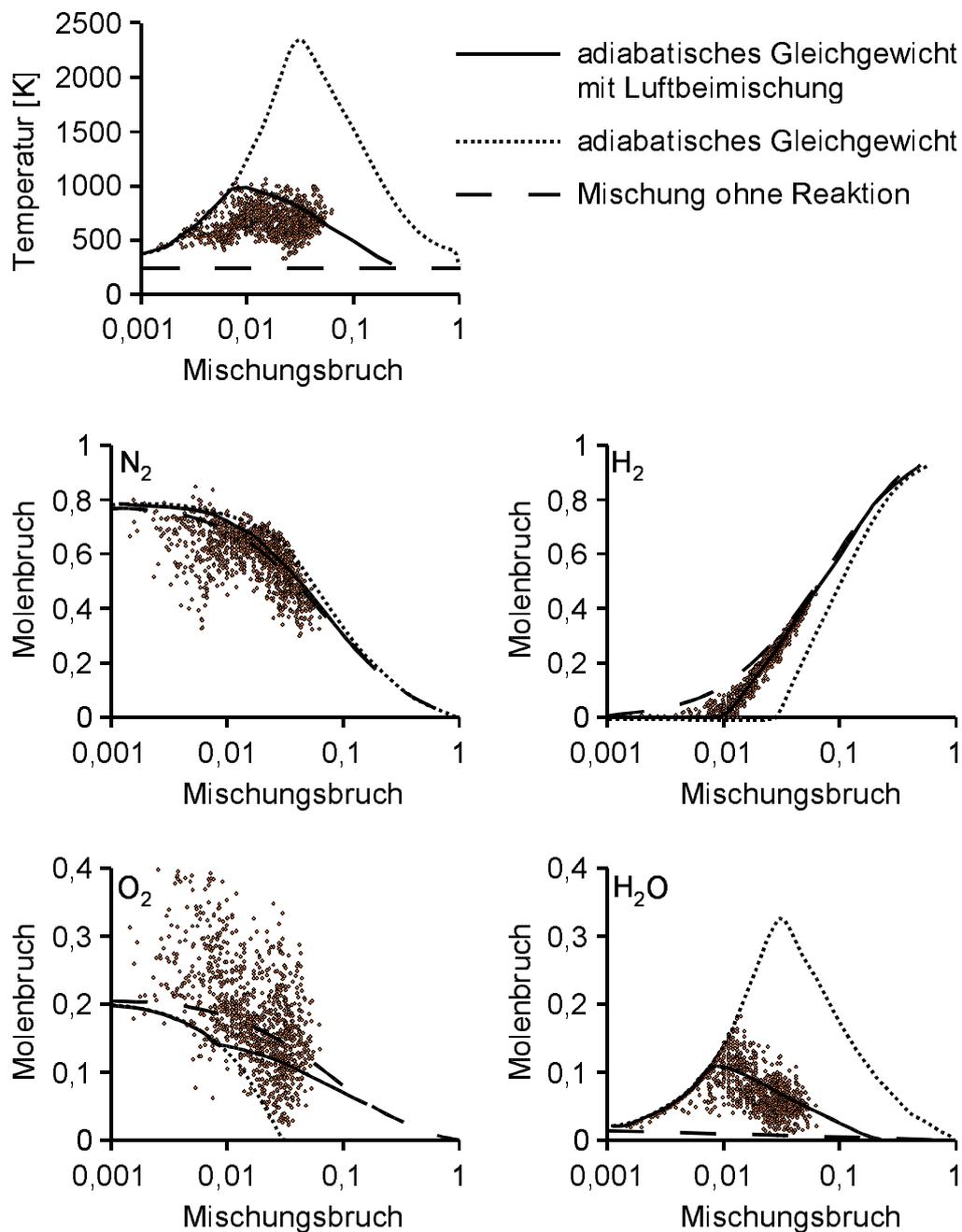


Abbildung 5.29: Scatterplots der turbulenten  $H_2$ -Flamme, jeweils drei Bilder im Einzelschuß. Die durchgezogene Linie entspricht adiabatischer Verbrennung, wenn im Meßvolumen 20% Umgebungsluft enthalten sind.

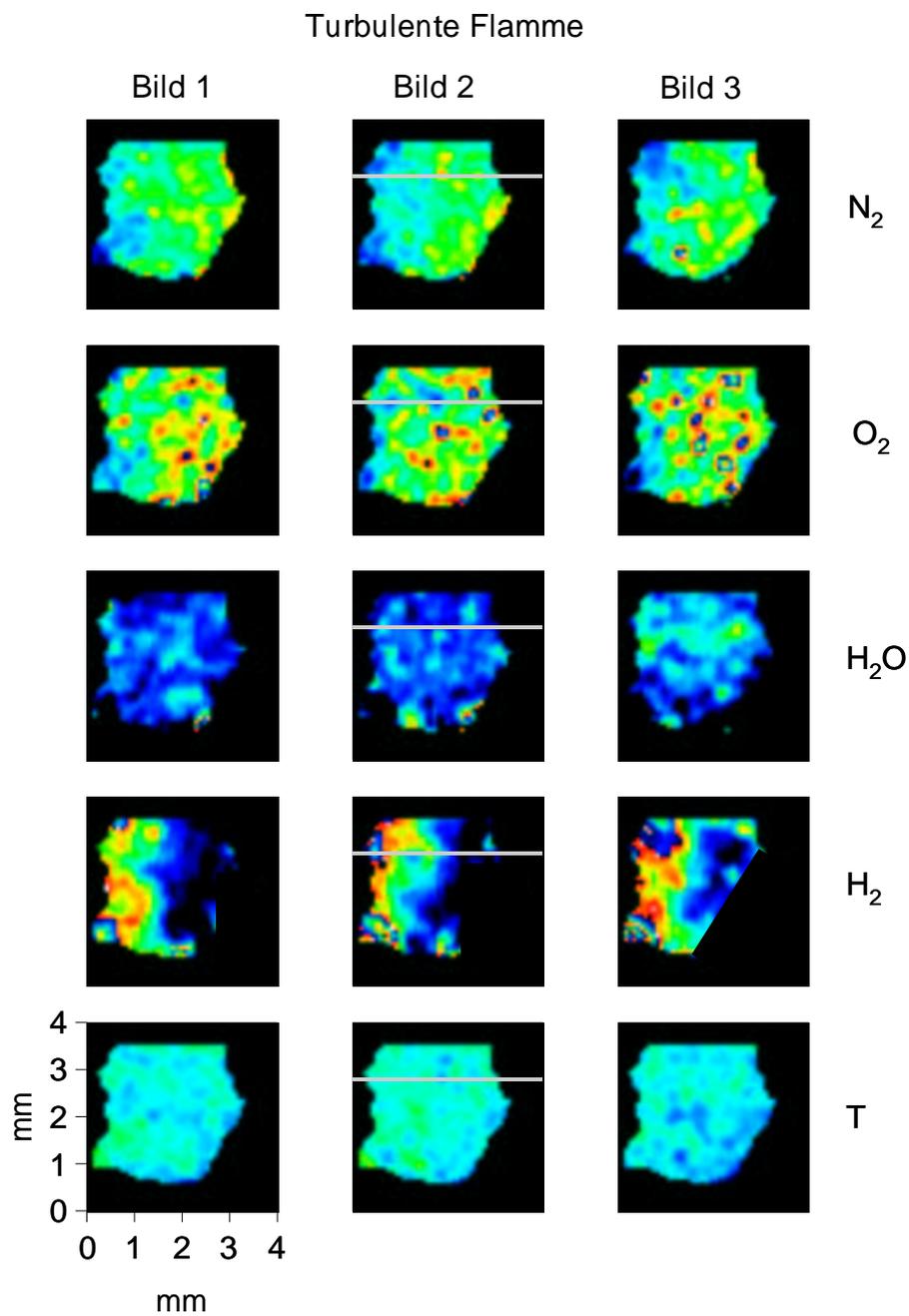


Abbildung 5.30: Turbulente  $H_2$ -Flamme, jeweils drei Bilder im Einzelschuß. Die Messungen wurden im Frischgasbereich aufgenommen, in dem noch keine Verbrennung stattfindet.

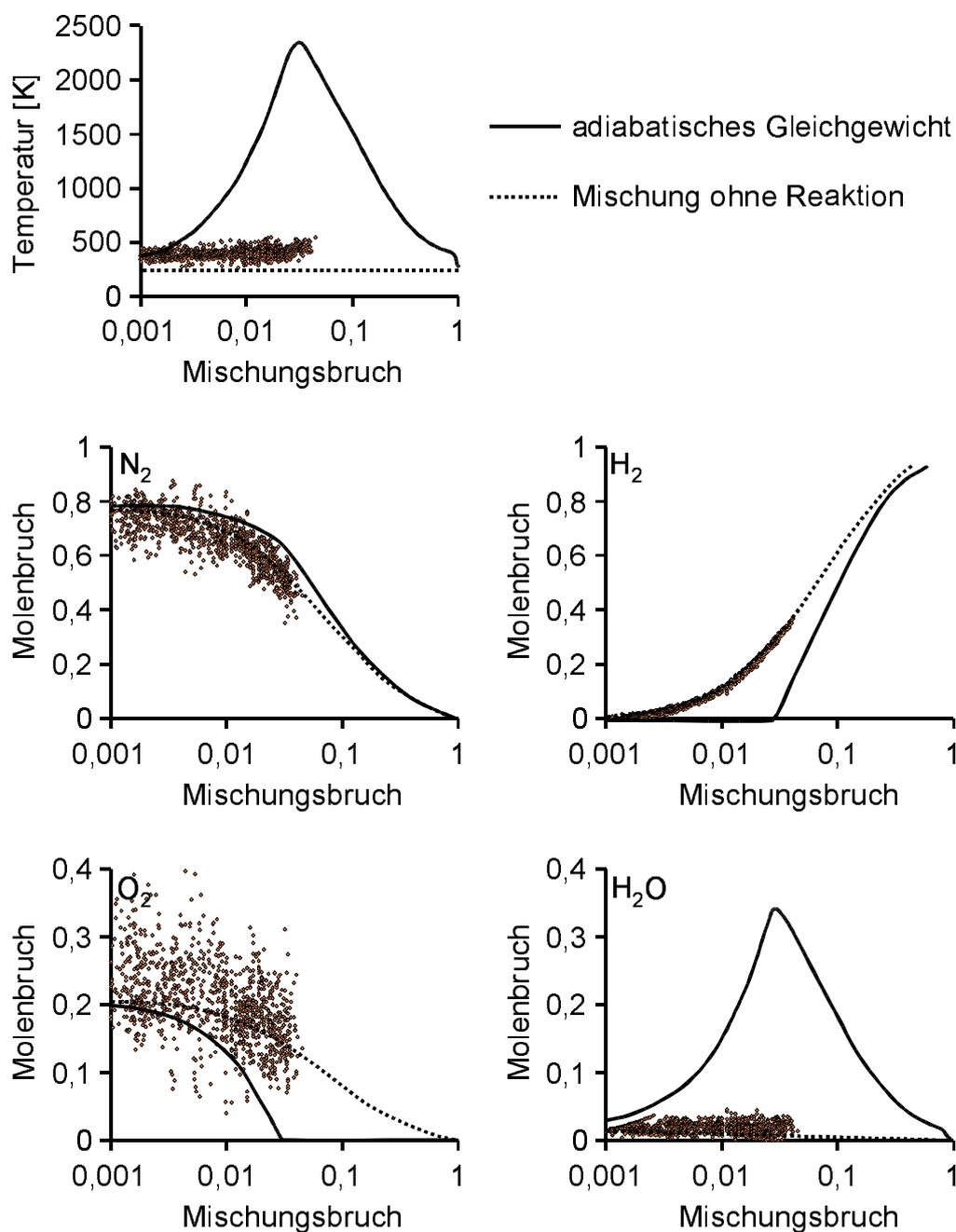


Abbildung 5.31: Scatterplots zur turbulente  $H_2$ -Flamme aus Abbildung 5.30. Die Plots belegen, daß es sich um den Frischgasbereich handelt, in dem noch keine Verbrennung stattfindet.

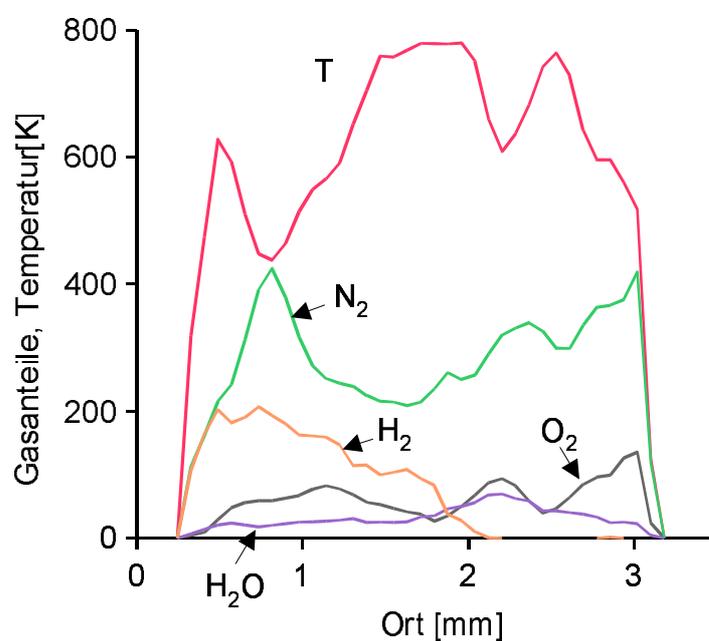


Abbildung 5.32: Profile zu den Bildern aus Abbildung 5.28. Die Profile der Spezies wurden wie in Abschnitt 4.6 beschrieben auf Reingase normiert und zur besseren Darstellung mit 1000 multipliziert.

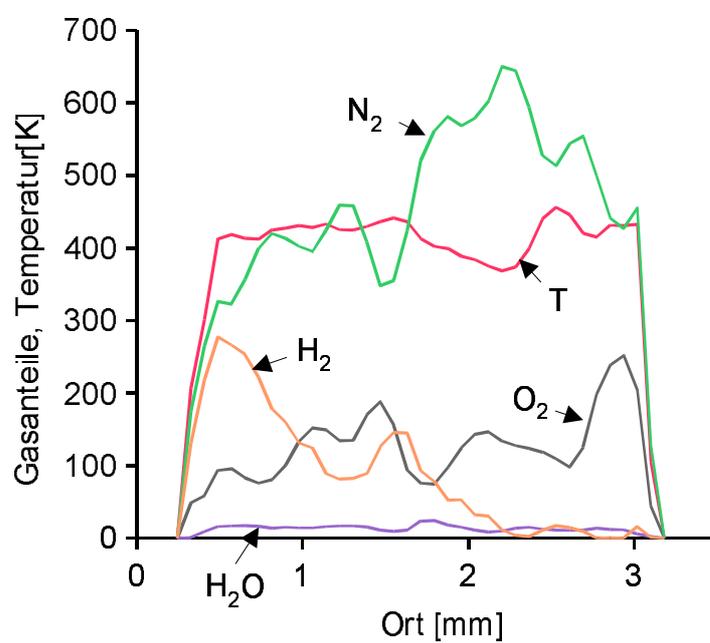


Abbildung 5.33: Profile zu den Bildern aus Abbildung 5.30. Die Profile der Spezies wurden wie in Abschnitt 4.6 beschrieben auf Reingase normiert und zur besseren Darstellung mit 1000 multipliziert.

# Kapitel 6

## Zusammenfassung und Ausblick

Die Ramanmeßtechnik gehört mit zu den wichtigsten Methoden im Bereich der Flammenforschung. Im Rahmen dieser Arbeit ist es gelungen, diese Technik von der eindimensionalen Messung entlang einer Linie auf die zweite Dimension zu erweitern. Dabei ist es weiterhin möglich, die wichtigen Informationen berührungslos und simultan mit einem einzigen Laserschuß zu erfassen.

Das entwickelte Meßsystem vereinigt die bekannten Vorteile der eindimensionalen Ramanmeßtechnik mit neuen 2D-Eigenschaften:

1. Die Konzentrationen von  $O_2$ ,  $N_2$ ,  $H_2O$  und  $H_2$  können berührungslos und flächig in einer Flamme gemessen werden.
2. Aus den Ramanintensitäten aller Spezies läßt sich die Temperatur berechnen.
3. Zur Signalerzeugung wird ein Laser im ultravioletten Spektralbereich eingesetzt. Das ist besonders effektiv, weil das Ramansignal mit der vierten Potenz der Frequenz skaliert.
4. Alle Informationen werden simultan aus einer Messung mit einem einzigen Laserschuß gewonnen, also in einem Zeitraum von nur 15 Nanosekunden. Strömungen können sich nicht verfälschend auf die Meßergebnisse auswirken.
5. Für die Verstärkung der Laserintensität im Meßvolumen wurde eine Multipasszelle entwickelt, die es ermöglicht, eine Fläche mit einem einzigen fokussierten Laserstrahl abzurastern. Diese Zelle hat sich inzwischen auch in einer neuartigen Multi-1D-Meßtechnik bewährt.

Der Schritt von der ersten in die zweite Dimension ist ein deutlicher Fortschritt im Bereich der Flammendiagnostik. Es können nicht nur innerhalb kurzer Zeit ungleich mehr Meßpunkte detektiert werden, sondern im Bereich der turbulenten Flammen werden auch Informationen über den Verlauf der Strömung sichtbar.

Die zweidimensionale Meßtechnik mußte jedoch mit einem relativ hohen experimentellen Aufwand bezahlt werden, der in der Zukunft noch etliche Verbesserungen und Erweiterungen denkbar werden läßt. Das System selbst läßt sich am besten in vielen Details optimieren, die zum jetzigen Zeitpunkt aber durch den Stand der Technik festgelegt sind.

1. Die Multipasszelle versagt unter manchen Flammenbedingungen. Das Lasersheet bleibt nicht stabil. Die relativ große Breite des Lasersheets verfälscht die quantitativen Ergebnisse. Bei Messungen im Hochdruckbereich, z.B. in Automotoren, sind die Signalverhältnisse aber erheblich besser, so daß hier wahrscheinlich auf die Zelle verzichtet werden kann. Die Ein- und Austrittsfenster eines Motors lassen auch nur wenige Passes zu. Neue Lasergenerationen werden die Multipasszelle in Zukunft überflüssig machen.
2. Das Übersprechen zwischen den Detektionskanälen stellt ein ernsthaftes Problem dar, weil ein Meßfehler in einem Kanal durch die Auswertung automatisch auf andere Kanäle übertragen wird. Ein spezieller Typ von Interferenzfiltern mit hoher Transmission könnte dieses Problem vermeiden, wäre jedoch mit erheblichen Mehrkosten verbunden.
3. Durch die derzeitige Fertigungstoleranz der verwendeten Kantenfilter ist ein sehr hoher Justieraufwand erforderlich, der einen schnellen mobilen Einsatz des Meßsystems verhindert.

Daneben sind noch konzeptionelle Erweiterungen denkbar, die den Zugriff auf weitere Informationen erlauben.

1. Mitmessen der zweiten Polarisationskomponente in allen Meßkanälen. Mit dieser Information könnten störende Fluoreszenzen beseitigt werden.
2. Die Messung des Rayleighsignals würde zu einer erheblich besseren Temperaturbestimmung führen.
3. Mit Hilfe einer Kamera, die zwei Bilder in schneller Folge aufnehmen kann, ließen sich exakte Informationen über die Strömung in turbulenten Flammen gewinnen.

Anhand der aufgeführten Punkte wird deutlich, daß das entwickelte Meßsystem nur das erste einer neuen Generation von Ramandektoren ist. Es bleibt also spannend.

# Literaturverzeichnis

- [Al99] M. Alden, *Laser spectroscopic techniques for combustion diagnostics*. COMBUST SCI TECHNOL 149: (1-6) 1999.
- [And90] Peter Andresen, G. Meijer, H. Schlüter, H. Voges, A. Koch, W. Hentschel, W. Oppermann, E. Rothe, *Fluorescence Imaging inside an internal combustion engine using tunable excimer lasers*. Applied Optics 29:2392-2404, 1990.
- [Bar89] R.S. Barlow, R.W. Dibble, R.P. Lucht, *Simultaneous measurement of Raman scattering and laserinduced OH fluorescence in nonpremixed turbulent jet flames*, Optics Letters Vol 14, No 5, 263, 1989.
- [Bas93] F. Schäfer, R. van Basshuysen, *Schadstoffreduzierung und Kraftstoffverbrauch von PKW-Verbrennungsmotoren*, Springer-Verlag, Wien 1993.
- [Ber98] V. Bergmann, W. Meier, D. Wolff, W.Stricker, *Application of spontaneous Raman and Rayleigh scattering and 2D-LIF for the characterization of a turbulent CH<sub>4</sub>/H<sub>2</sub>/N<sub>2</sub> jet diffusion flame*, Applied Physics B 66, 489-502, 1998.
- [Blo98] Bernd Block, W. Hentschel, W. Ertmer, *Pyrometric Determination of Temperature in Rich Flames and Wavelength Dependence of their Emissivity*, Combustion and Flame, 112, 1998.
- [Bro95] Andreas Brockhinke, *Analyse der zeitlichen und örtlichen Struktur turbulenter Verbrennungsprozesse mit Hilfe laserspektroskopischer Verfahren*, Cuvillier Verlag Göttingen 1996, ISBN 3-89588-522-3.
- [Bro00] Andreas Brockhinke, S. Haufe, K. Kohse-Hoinghaus, *Structural properties of lifted hydrogen jet flames measured by laser spec-*

- troscopic techniques*, Combustion and Flame, 121: (1-2) 367-377, 2000.
- [Che98] T. S. Cheng, J. A. Wehrmeyer, R. W. Pitz, *Simultaneous Temperature and Multispecies Measurement in a Lifted Hydrogen Diffusion Flame*, Combustion and Flame 91: 323-345, 1992.
- [Chen98] T. S. Cheng, T. Yuan, Y. C. Chao, *Premixed methane-air flame spectra measurements using UV Raman scattering*, COMBUST SCI TECHNOL 135: (1-6) 65-84, 1998.
- [Dre92] T. Dreier, A. Dreizler, J. Wolfrum, *The Application of a Raman Shifted Tunable KrF Excimer Laser for Laser- Induced Fluorescence Combustion Diagnostics*, Applied Physics B 55, 381-387, 1992.
- [Eck] Alan C. Eckbreth, *Laser Diagnostics for Combustion Temperature and Species*, Abacus Press, Cambridge, USA, 1988.
- [Ei95] Sebastian Eisenberg, *Ramanspektroskopie an einer Zerstäubeflamme*, Diplomarbeit, angefertigt im Institut für angewandte Mechanik und Strömungsphysik, 1995.
- [Fro97] Matthias Frodermann, *UV-laserspektroskopische Untersuchungen mit einem abstimmbaren Krypton-Fluorid-Excimerlaser an laminaren, vorgemischten Kohlenwasserstoff-Flammen*, Verlag Hans Jacobs 1977, ISBN 3-932-136-08-X.
- [Gor76] S. Gordon, B. J. McBride, *Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions, rocket performance, incident and reflected shocks, and Chapman-Jouguet detonations*, NASA SP-273, 1973.
- [Grä98] Astrid Gräber, *Simultane Messung von 2D-Geschwindigkeitsfeldern, Temperatur und Spezieskonzentrationen in einer turbulenten H<sub>2</sub>-Flamme mittels laserspektroskopischer Methoden*, Diplomarbeit an der Universität Bielefeld, Fakultät für Physik, 1998.
- [Grü94] G. Grünefeld, V. Beushausen, P. Andresen, W. Hentschel, *Spatially Resolved Raman Scattering for Multi-Species and Temperature Analysis in Technically Applied Combustion Systems: spray Flame and Four-Cylinder In-Line Engine*, Applied Physics B 58, 333-342, 1994.

- [Grü95] G. Grünefeld, V. Beushausen, P. Andresen, *Interference-Free UV Laser-Induced Raman and Rayleigh Measurements in Hydrocarbon Combustion using Polarization Properties*, Applied Physics B 61, 473-478, 1995.
- [Grü96] G. Grünefeld, H. Schlüter, P. Andresen, W. Rothe *Operation of KrF and ArF tunable excimer lasers without Cassegrain optics*, Applied Physics B 62, 241-247, 1996.
- [Grü99] G. Grünefeld, J. Bartelheimer, H. Finke, S. Krüger, *Application of Gaseous Image Velocimetry to Laminar, Unsteady Flames*, 17<sup>th</sup> ICDERS, Heidelberg, 1999.
- [Grü00] Gerd Grünefeld, Martin Schütte, Peter Andresen, *Simultaneous multiple-line Raman/Rayleigh/LIF measurements in combustion* Applied Physics B – Lasers and Optics, 70: (2) 309-313 FEB 2000.
- [Hash97] Akiko Hiray, Machiko Hashimoto, u.a., *Multichannel Spectral Imaging System for Measurements with Highest Signal to Noise Ratio*, Optical Review, Vol 4, No 2, 1997, 334 - 341.
- [Her64] D. Herriot, H. Kogelnik, R. Kompfner, *Off-Axis Path in Spherical Mirror Interferometers*, Applied Optics Vol 3, No 4, 1964.
- [Hil80] John Hill, Angel, Scott, Lindley, Hintzen, *Multiple Object Spectroscopy: The Medusa Spectrograph*, The Astrophysical Journal, 242, L69 - L72, 1980, December, 1.
- [Jan79] J. Janicka, W. Kollmann. *A two-variable formalism for the treatment of chemical reactions in turbulent H<sub>2</sub>-air diffusion flames*, 17<sup>th</sup> Symposium (International) on Combustion, S. 421-430, Pittsburgh, PA, The Combustion Institute, 1979.
- [Kim91] Kim, Hitchcock, Rothe, Applied Physics B 53, 180, 1991.
- [Lon] D. A. Long, *Raman Spectroscopy*, McGraw Hill International Book Company, 1977.
- [Mag88] P. Magre, R.W. Dibble, *Finite chemical kinetic effects in a subsonic turbulent hydrogen diffusion flame*, Combustion and Flame, 73:195-206, 1998.

- [Oss95] Frederik Ossler, Sara Agrup, Marcus Alden, *Three-dimensional flow visualization with picosecond Mie scattering and streak-camera detection*, Applied Optics Vol. 34, No. 3, 1995.
- [Pet99] Norbert Peters, Mohy S. Mansour, Yung-Cheng Chen, *Highly Strained Turbulent Rich Methane Flames Stabilized by Hot Combustion Products*, Combustion and Flame, 116:136-153, 1999.
- [Pru94] S. Prucker, W. Meier, W. Stricker, *A flat flame burner as calibration source for combustion research: Temperatures and species concentrations of premixed H<sub>2</sub>/Air flames*, REV SCI INSTRUM 65: (9) 2908-2911, 1994.
- [Man96] Mohy S. Mansour, Yung-Cheng Chen, *Line Raman, Rayleigh, and laser induced predissociation fluorescence technique for combustion with a tunable KrF excimer laser*, Applied Optics, Vol. 36, No. 21, 1996.
- [Mil99] P. C. Miles, *Raman line imaging for spatially and temporally resolved mole fraction measurements in internal combustion engines*, Applied Optics 38: (9) 1714-1732 MAR 20 1999.
- [Rab97] Friedrich Rabenstein, Alfred Leipertz, *Two dimensional temperature determination in the exhaust region of a laminar flat flame burner with linear Raman scattering* Applied Optics, Vol. 36, No. 27, 1997.
- [Sco94] M. A. Scobey, P. Stupic, Optical Corporation of America, *Improved Temperature and Humidity Stability of Ultra-Narrow Band Filters*, Society of Vacuum Coaters 505/586-7188, 37th Annual Conference Proceedings, 1994.
- [Squ] G. L. Squires, *Meßergebnisse und ihre Auswertung*, de Gruyter, ISBN: 3110036320, 1971.
- [Sta94] S. H. Starmer, R.W. Bilger, K.M Lyons, J.H. Frank, M.B. Long, *Conserved Scalar Measurements in Turbulent Diffusion Flames by Raman and Rayleigh Ribbon Imaging Method*, Combustion and Flame 99, 1994, 347 - 354.
- [Tay] John R. Taylor, *Fehleranalyse*, Wiley/VCH, ISBN: 3527268782, 1988.

- [Tec94] Arbeitsgemeinschaft TECFLAM 10. öffentliches TECFLAM-Seminar, ISBN-Nr. 3-926751-16-9, Karlsruhe, 27. Oktober, 1994.
- [War] J. Warnatz, U. Maas, *Technische Verbrennung*, Springer Verlag, Berlin, 1993.
- [Web] A. Weber, *Raman Spectroscopy of Gases and Liquids*.
- [Wel] Klaus Weltner *Mathematik für Physiker*, Vieweg Verlag, Braunschweig/Wiesbaden, 1984.
- [You82] Andrew T. Young, *Rayleigh Scattering*, Physics Today, 35: 42-48, 1982.

# Danksagung

Diese Arbeit entstand an der Fakultät für Physik, Arbeitsgruppe Angewandte Laserphysik, unter der Leitung von Herrn Professor Dr. Peter Andresen. Ich danke Herrn Andresen für die interessante Thematik und seine zahlreichen Ideen.

Besonderer Dank gebührt auch Herrn Professor Dr. Gerd Grünefeld, der zu einem späteren Zeitpunkt die Arbeit von Herrn Andresen übernahm.

Von allen Mitgliedern der Arbeitsgruppe hat sich zweifellos Dip.-Ing. Anja Maxein am meisten um diese Arbeit verdient gemacht. Ohne ihre optischen Berechnungen und mechanischen Konstruktionen wäre das Meßsystem wohl niemals realisiert worden.

Aber auch die anderen Mitglieder der Arbeitsgruppe haben meinen Dank verdient. Namentlich erwähnen möchte ich hier Dr. Tim Nielsen und Dr. Heinrich Spiecker, die stets für hilfreiche Diskussionen und mit guten Vorschlägen zur Verfügung standen.

Der herzlichste Dank geht an meine Freundin Dipl.-Phys. Astrid Gräber, die mich besonders in der Zeit unterstützte, in der ich diese Arbeit neben einer vollzeitigen Berufstätigkeit beendete.

Hiermit versichere ich an Eides statt, daß ich die vorliegende Arbeit bis auf die dem Aufgabensteller bekannten Hilfen selbständig angefertigt habe und alle benutzten Hilfsmittel durch Angabe der Literaturstellen kenntlich gemacht habe.

Planegg, 30. Oktober 2001

Dirk Struve